TOME 18 N° 10 OCTOBRE 1957

LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM

LES PILES ATOMIQUES EN FRANCE.

Par J. YVON,
Directeur du Département des Études de Piles au Commissariat à l'Énergie Atomique.

1. **Récapitulation.** — Voici la liste de nos piles construites, en construction ou dont le projet est déjà bien élaboré : 1° piles polyvalentes : Zoé, EL2 ; 2° pile laboratoire à haut flux : EL3 ; 3° piles laboratoires à flux moyen : Mélusine, Triton ; 4° piles à faible flux, métrologiques : Aquilon, Proserpine, Minerve ; 5° piles de puissance : G1, G2, G3, EDF1, pile de propulsion.

Les piles soulignées sont en service. Après les deux premieres piles, Zoé et EL2, auxquelles on a demandé tout ce que pouvait donner la technique de l'époque, les piles se spécialisent. On compte sur 11 nouvelles piles, 6 piles d'étude contre 5 piles de production — plutonium ou énergie.

2. **Études de réactivité.** — Avant de construire un certain type de pile, on s'assure de ses qualités nucléaires par une expérimentation appropriée. Le procédé le plus sûr est de construire un modèle que l'on fait fonctionner à faible puissance. On effectue des mesures de criticalité, on détermine la répartition des neutrons avec des détecteurs, on essaie l'effet des dispositifs de réglage.

Aquilon (Saclay) sert à la mise au point des réseaux uranium-eau, qu'il s'agisse d'uranium et d'eau lourde ou d'uranium enrichi et d'eau légère. Il s'agit de déterminer au mieux les dimensions des barres d'uranium et leur équidistance. On peut faire varier la température au voisinage de l'ambiante et en déduire l'effet de la température sur la réactivité.

G1, pendant sa période d'étude neutronique — environ le premier semestre 56 — a joué pour les piles à graphite le même rôle qu'Aquilon pour les piles à eau. On ne pouvait naturellement agir sur l'équidistance, mais on a pu agir de bien des manières sur le chargement.

Quand on manque de matériaux, on se contente de procéder à une expérience exponentielle. Des sources radium-béryllium alimentent en neutrons le réseau étudié. C'est ainsi que nous avons étudié le système uranium naturel-glucine (BeO).

La glucine destinée aux piles est une céramique de densité 3 qui se présente sous forme de briques de 50 à 100 mm de côté. Dans notre expérience, les barres d'uranium avaient 29,2 mm de diamètre. Les gaines en aluminium avaient 1 mm d'épaisseur. Le réseau était carré, avec un pas de 150 mm. Les barres étaient logées dans des canaux carrés de 50 mm de côté. On a déduit des mesures les tonnages d'uranium et de glucine nécessaire pour obtenir la divergence dans ces conditions (sans réflecteur) : uranium : 7,2 tonnes ; glucine : 33,4 tonnes.

Pour situer les qualités de la glucine vis-à-vis de l'eau lourde et du graphite, indiquons l'ordre de grandeur des tonnages d'uranium qui sont nécessaires pour faire diverger une pile de faible puissance avec l'un ou l'autre modérateur (avec un réflecteur en graphite) : eau lourde : 1,5 ; glucine : 3,5 (réseau ci-dessus) ; graphite : 19.

La glucine apparaît comme un succédané du graphite, à la fois plus coûteux et plus efficace. Nous étudions l'emploi de la glucine dans les piles de puissance.

Proserpine (Saclay) permettra de poursuivre des études de criticalité avec des solutions aqueuses de plutonium. Ce sera notre première pile homogène, fort modeste mais aussi fort délicate. Proserpine dispose de barres de sécurité mues par une arbalète : ses auteurs affirment que ce dispositif est le plus rapide du monde. Le réflecteur de Proserpine est en glucine. Proserpine divergera cet été.

L'emploi de quantités industrielles de matières nucléaires, combustibles, modérateurs, matériaux de structure, nécessite un contrôle de leur compo-

sition chimique ou de leur composition isotopique. Ce contrôle peut être demandé aux analystes de la spécialité, mais un contrôle dans les conditions d'emploi, c'est-à-dire dans un flux de neutrons, est indispensable. Zoé a servi pendant plusieurs années aux travaux de ce type. La tendance est maintenant d'employer deux méthodes différentes.

Les gros échantillons sont examinés fort simplement à l'aide d'une source de radium béryllium. En simplifiant, disons qu'il s'agit de mesures par transmission. Les petits échantillons nécessitent des moyens plus coûteux : on introduit l'échantillon dans une pile de faible puissance. Les mesures sont du type statique ou du type dynamique : ce dernier cas est celui de Zoé. La sensibilité est meilleure dans une petite pile à uranium enrichi. C'est ce programme que remplira Minerve (Fort de Châtillon, devenu maintenant le Centre d'Études Nucléaires de Fontenay-aux-Roses). Une tâche importante de Minerve sera l'examen des qualités résiduelles des combustibles usagés. Minerve entrera en service avant deux ans. Ce ne sera nullement une pile énergétique : Minerve sera un instrument de physique.

3. **Piles à flux moyen.** — Mélusine sera la fée du Centre d'Études Nucléaires de Grenoble. Ce sera une pile du type inventé à Oak Ridge sous le nom de pile piscine. Des cartouches d'uranium enrichi sont immergées dans une piscine pleine d'eau pure. L'eau sert de modérateur et de réfrigérant. Mélusine fournira des rayonnements pour des études diverses : on imagine des études de chimie sous radiation, des recherches sur le comportement de l'hydrogène dans une pile, des études du corps solide par diffraction de neutrons. Mélusine disposera de grand moyens intellectuels.

Triton (Fontenay-aux-Roses) est une pile piscine analogue à Mélusine, mais elle servira de source pour l'étude des écrans protecteurs. Il s'agit de la protection biologique, ou protection du personnel et de la protection du matériel, dite dans certains cas, protection thermique. Il faut contrôler les matériaux, par exemple l'acier boré, étudier la décroissance des rayonnements à travers les projets de massifs protecteurs, étudier les fuites par les canalisations, évaluer l'efficacité des chicanes qu'elles comportent afin de réduire ces fuites. On mesure les neutrons thermiques, les neutrons rapides, les γ. Les piles Mélusine et Triton seront achevées avant deux ans. Les cartouches seront de fabrication américaine.

4. **EL2.** — La première pile de Saclay, que nous appelons maintenant qu'il y en a d'autres, EL2, a fait l'objet d'une communication à la conférence de Genève, qui portait en sous-titre : « Expérience acquise en deux ans sur le transfert de chaleur par gaz comprimé. » L'expérience a continué et je vais en indiquer les développements.

A Genève il avait été dit que les fuites de gaz étaient importantes. Depuis les fuites de la centrale anglaise de Calder Hall ont été évoquées dans la presse spécialisée. A Saclay, la principale cause des fuites a été identifiée : il existe trois soufflantes montées en parallèle pour faire circuler le gaz — explicitement du gaz carbonique. Deux de ces engins sont en service et le troisième sert de secours. L'étanchéité correctement assurée quand la soufflante est en service, devient médiocre quand elle est stoppée. C'est par la soufflante de secours et ses vannes que se produisent les fuites.

Il est arrivé que des injections d'huile pénètrent dans le réseau de gaz carbonique. On a sorti de la pile des cartouches recouvertes d'une pellicule d'huile polymérisée. Une telle pellicule est peu favorable à la transmission de la chaleur et fort désagréable si on pense à quel point on essaie d'éviter une surchauffe de la cartouche, qu'il s'agisse de la gaine en magnésium ou du cœur en uranium. Désormais, pour arrêter cette huile et toutes les poussières en général, on oblige le gaz, dans sa totalité, à traverser à chaque tour des filtres en bronze fritté. Étant donné qu'il fallait limiter les pertes de charge provoquées par ces filtres, ceux-ci ont reçu une grande étendue. La section droite des filtres atteint 25 m². Cette filtration, totale ou en dérivation, quel que soit le fluide employé, devient une règle générale des circuits de piles.

Lors de la conférence de Genève, la question suivante nous avait été posée : Que faites-vous s'il y a une rupture de gaine ? Nous avions pu répondre fièrement que nous n'avions pas l'expérience d'un tel ennui. Ce qui prouvait que nos cartouches étaient d'une bonne fabrication. Mais, il faut l'avouer aussi, qu'elles n'avaient pas atteint un âge avancé.

L'année passée notre expérience s'est améliorée à cet égard. Un jeu neuf est entré en service le 19 octobre 1955. D'autre part l'eau lourde, qui primitivement était stagnante, a été mise en circulation continue. Un échangeur eau lourde-eau industrielle permet de maintenir l'eau lourde à une température inférieure à 50°. On y trouve deux avantages : d'une part une amélioration de la réactivité, d'autre part la possibilité de purifier l'eau lourde d'une manière continue. L'amélioration de la réactivité a permis de combattre l'empoisonnement du combustible par les produits de fission, du moins l'empoisonnement rapide dû au xénon 135 et de porter la puissance de 1 500 à plus de 2 000 kW. L'expérience acquise par les exploitants aidant, la pile a pu fonctionner assez régulièrement. Au 16 juillet 1956 elle avait développé 8 368 000 kWh, ou, si on préfère, 350 mégawatt jour (MWJ). Cette unité est commode par ce que la combustion de 1 g

d'uranium dégage environ 1 MWJ. Comme la pile contient une charge d'uranium de 3 tonnes, on avait extrait de chaque tonne d'uranium 115 MWJ.

Le cœur de la pile est trois fois plus actif que la moyenne. Il en résulte que dans le cœur, notre expérience, en matière d'irradiation d'uranium, a atteint le taux de 350 MWJ/T.

A la date indiquée il n'a pas été possible d'aller plus loin à la suite d'incidents qui avaient commencé à se manifester dès le 1er juin. Le 9 juin la température de sortie d'une cellule, appelons la C1, s'est élevée de manière anormale. Simultanément une activité anormale est décelée au voisinage des soufflantes. La pile est arrêtée. Le gaz carbonique est évacué progressivement par la cheminée : il présente une certaine activité, qui n'est toutefois pas dangereuse. Les dalles qui constituent le toit de la pile sont enlevées, certaines têtes de cellule montrent une activité élevée, particulièrement la tête de la cellule C1. Le 14 juin les cellules suspectes, sauf C1, sont extraites par du personnel muni de combinaisons étanches : après l'opération une certaine contamination apparaît sur les gants et les outils. Les barres extraites sont examinées aux rayons X par télévision.

Le lendemain 15 juin, la barre C1 est extraite à son tour sous atmosphère d'argon après rinçage par une huile fluide peu combustible qui se rassemble au fond du plongeur correspondant. L'extraction a lieu sans incident. L'examen aux rayons X montre un fort gonflement de la gaine de la 3e cartouche (en partant du haut). On peut supposer que la gaine est rompue, sans que l'observation permette de le prouver.

Le 16 juin la barre C1 est remplacée par une barre neuve et la pile est remise en service. Des mesures d'activité diverses, le Service de Protection contre les Radiations a déduit que 25 g environ d'uranium avaient brûlé, que seuls les produits de fission gazeux avaient été entraînés avec le gaz carbonique. L'oxyde d'uranium et les produits solides formés par les transformations de l'uranium s'étaient sans doute fixés sur les canalisations, celles-ci étant un peu huileuses. La cartouche incriminée était une cartouche périphérique, donc peu irradiée. Mais, voisine d'une plaque de réglage, elle a dû subir de nombreux cyclages thermiques.

Le 14 juillet une activité nettement anormale et due à des produits de fission se manifeste à nouveau dans le gaz carbonique. Le 16 juillet on décide d'arrêter la pile et remplacer en totalité le jeu des cartouches en service par un jeu neuf. Cette fois la cartouche coupable était une cartouche relativement centrale : à l'observation la gaine manifestait une véritable déchirure. Mais la pile a été arrêtée assez rapidement pour qu'une nouvelle contamination puisse être évitée. Avant de remettre la pile en marche, d'importants travaux ont été nécessaires : nettoyage des canalisations contaminées, installation des filtres déjà signalés sur le circuit de gaz carbonique, installation de filtres à la base de la cheminée.

En outre a été mise en service une installation qui était seulement en préparation lors de l'accident : à la sortie de chaque cellule une fine canalisation prélève une petite quantité de fluide qui est envoyée devant des compteurs de rayonnement : si la gaine se rompt ou présente une fêlure, des produits de fission se répandent dans le gaz ; afin d'assurer une certaine sélectivité le compteur est protégé de manière à ne compter que les β durs caractéristiques des produits de fission gazeux (krypton et xénon). Une telle installation a été imaginée et réalisée par le Service des Constructions Électriques. Lorsqu'une cellule s'avère défaillante, il ne reste plus qu'à arrêter la pile et à décharger la file de cartouches incriminée. La détection de rupture de gaine permet d'intervenir avant que la fêlure ne soit franche de même que le thermocouple, moins spécifique, permet d'intervenir si une grosse déformation précède une fêlure.

L'uranium utilisé dans EL2 est de l'uranium obtenu par coulée. Il est à gros grains et présente une structure macroscopique isotrope. En service, sous l'effet des fissions qui se produisent dans son sein, les barres d'uranium se courbent comme le montre l'examen aux rayons X. Si une rupture de gaine s'amorce, l'uranium gonfle, ce qui entraîne une rupture franche. Mais même l'existence d'une courbure est gênante : l'uranium se décentre par rapport à la canalisation, la veine de gaz s'étrangle dans certaines régions, il en résulte des surchauffes qui risquent d'accélérer les phénomènes de déformation.

D'autre part l'uranium devient très cassant. Une étude américaine a été communiquée sur ce sujet, sous le n° 13, à la récente conférence de Philadelphie. La fragilité apparaît aux plus faibles irradiations étudiées, soit 200 MWJ/T et quelle que soit la température. Les auteurs pensent que les produits de fission tels que césium, baryum, strontium, rubidium, xénon et krypton qui ont des diamètres atomiques supérieurs à ceux de l'uranium, sont dégorgés dans de petites craquelures qui se produisent dans le métal.

Quelle que soit l'explication, l'existence de fêlures a été observée par nos métallurgistes. Je désire n'anticiper ici que le moins possible sur leurs futures publications. Je dirait seulement que l'uranium extrait en juillet dernier de EL2 après un repos de plusieurs mois qui l'a rendu moins actif, a été soumis à des observations micrographiques. Les observations montrent l'apparition de petites fentes atteignant 1 mm. On peut se demander ce qui advient si ces fentes se multiplient et se relient les unes aux autres.

Pour le moment, munie d'un nouveau jeu de fabrication identique au précédent, EL2 fonctionne

régulièrement et sans incidents à 2 200 KW avec arrêt les lundis pour le déchargement des radio-isotopes.

L'exposé a sans doute largement montré comment le fonctionnement de la pile EL2 a été riche d'enseignement. De plus les rayonnements délivrés par EL2 sont utilisés par de nombreux expérimentateurs. Vous en aurez la preuve par la liste de travaux qui était en cours à bord de cette pile dans la semaine du 29 avril au 6 mai 1957 :

Canal E1. — Étude de structures cristallines par diffraction de neutrons, 24 heures sur 24.

Canal E3. — Ce canal pourvoit en permanence à l'alimentation en neutrons d'un spectromètre à temps de vol.

Canal E2. — Ce canal, mal situé, n'a jamais été utilisé.

Canaux S4 à S8. — Fabrication de radioéléments artificiels.

Canal S2. — Ce canal débite des neutrons en vue de la mesure du libre parcours moyen des neutrons dans le graphite.

Canaux S1 et S3. — Études de corrosion en présence d'eau stagnante.

Canal N1. — Mesure du module d'élasticité d'un alliage de magnésium sous rayonnement.

Canal N2. — Essai de petites cartouches gainées de zirconium à 400° en atmosphère de gaz carbonique. En cas d'incident la pile est stoppée automatiquement.

Canal N3. — Irradiation d'uranium fortement enrichi — afin d'activer les phénomènes. Circulation de thermofluide.

Canal N4. — Mesure de la résistivité du niobium et du tantale irradié. Circulation d'azote liquide.

Canal N5. — Irradiation de rats vivants.

Canal N6. — Irradiation de graphite dans une boucle de gaz carbonique. Température : 450°, pression : 15 HPZ.

Canal N7. — Irradiation de magnésium en atmosphère de gaz carbonique sous 15 HPZ.

Canal N8. — Étude de détection de rupture de gaine en milieu aqueux (application future à EL3).

Canal N9. — En attente pour une étude de corrosion de métal de gainage en atmosphère humide.

Canal N10. — Irradiation de graphite et de métaux de structure.

Ces canaux sont des canaux horizontaux. On utilise aussi des canaux verticaux qui pénètrent dans le cœur même de la pile :

Canal central. — Une douzaine de containers où on irradie des produits divers.

CV1 et CV2. — Irradiation de quartz et de graphite.

Dans un certain nombre de canaux, le travail a lieu à l'intérieur de convertisseurs : ce sont des tubes d'uranium qui doivent être refroidis sans défaillance et qui assurent la transformation des neutrons thermiques incidents en neutrons rapides. Tels sont : S1, S3, N6, N7, N10, CV1 et CV2. Pendant la même semaine la colonne thermique a servi à des essais de chambre d'ionisation. Enfin dans 4 cellules de la pile étaient en essai des cartouches nouvelles destinées à remplacer le modèle actuel.

5. **EL3.** — La pile EL3 est en achèvement à Saclay à côté de EL2. Nous espérons qu'elle pourra diverger en juillet prochain. L'expérience de EL2 nous a montré notamment qu'il était désirable de disposer d'un engin susceptible de délivrer des rayonnements intenses à de nombreux expérimentateurs simultanément. Le flux de EL2 en neutrons thermiques, au centre, est de 10^{13} n/cm^{-2}/sec^{-1}. EL3 doit atteindre à pleine puissance un flux dix fois plus élevé. Une telle pile, à la fois engin de laboratoire et pile de flux élevé, est ce qu'on appelle une pile à haut flux. Pour chiffrer sommairement l'avantage d'une pile à haut flux, disons que les mêmes expériences demanderont dix fois moins de temps dans EL3 que dans EL2. Il y a actuellement en service une pile à haut flux au Canada, la plus ancienne, deux ou trois aux États-Unis, une en Angleterre, mais il en est projeté d'autres un peu partout.

Les piles à haut flux sont toutes des piles froides : on évite d'élever la température du fluide primaire et, autant que possible, d'avoir à se poser des problèmes de contrainte thermique et de corrosion. Dans EL3 le modérateur et le fluide primaire sont l'eau lourde. Le combustible est de l'uranium légèrement enrichi. La pile EL3 sera caractérisée par d'incomparables commodités expérimentales. Comme toute expérience sous flux élevé entraîne l'activation de toutes sortes de substances qu'il faut ensuite extraire ou qui circulent dans des canalisations, les espaces réservés, les massifs de bétons sont impressionnants. Le gros œuvre a un aspect babylonien. Il sera sans doute utile de vous reparler de cette pile lorsqu'elle aura acquis des états de service.

L'efficacité de EL3 suppose la possibilité d'examiner les matériaux et les combustibles irradiés après leur sortie de la pile. Un laboratoire spécialisé dans l'observation des substances très actives est pour cette raison en construction dans son voisinage.

6. **Piles à graphite et à uranium naturel.** — Le Centre de Marcoule sera doté de trois piles à graphite et à uranium naturel. La première, G1, a divergé fin 56, début 57. G2, divergera au début de 1958 et G3 quelques mois plus tard. Ce sont des piles plutonigènes. A ce titre, ce qui compte surtout c'est la puissance thermique, 40 MW pour G1, 150 pour les deux autres.

Dans G1, le fluide primaire est de l'air qui est puisé dans l'atmosphère puis rejeté par une haute haute cheminée. L'air qui sort de la pile est assez chaud pour animer une petite centrale électrique qui a été installée par l'Électricité de France. Cette centrale a une puissance nominale de 5 000 KW alors que les soufflantes en consomment 8 000. Cette centrale a fonctionné pour la première fois le 25 septembre dernier. Les gaz chauds sortaient de la pile à une température juste suffisante, un peu plus de 150°. Cette température était inférieure à la température prévue qui était 180° environ et évidemment assez peu favorable. La limitation de la température est imposée dans une pile avant tout par la résistance des cartouches et dans le cas présent par la tenue des gaines de magnésium dans l'air : on évite de laisser le magnésium dépasser en quelque endroit que ce soit une certaine température limite. Disons par exemple 300°.

Les cartouches portent 6 ailettes longitudinales qui facilitent le transfert de la chaleur : l'efficacité de ces dispositifs a donc été un peu inférieure à ce qu'avaient prévu le calcul et les essais de laboratoire hors pile. Pour profiter au mieux de la température tolérée, il existe des boisseaux qui permettent de régler le débit d'air cellule par cellule, cependant que des thermocouples mesurent sa température. Il y a 2 674 cellules, donc 2 674 thermocouples à lire et 2 674 boisseaux à régler pour amener la pile au régime optimum.

Un bon réglage suppose évidemment un certain entraînement du personnel. La pile a été conçue de manière que le réglage puisse s'effectuer pile en marche, à cet égard le matériel a donné satisfaction. Maintenant que la pile est en service, on peut espérer améliorer la situation de deux manières : d'une part en recherchant si la température de 280° n'est pas une limite exagérément prudente. On peut tolérer quelques ruptures de gaines pourvu qu'elles soient peu fréquentes et il faudra monter peu à peu la température jusqu'à atteindre un tel régime. On compte, bien entendu, sur le dispositif de détection de ruptures de gaines pour alerter les opérateurs avant que toute rupture ne devienne sérieuse. D'autre part on améliorera le type de cartouche, par exemple du point de vue de la résistance du magnésium à la corrosion. Pour le moment G1 fonctionne régulièrement à 32 MW. Comme EL2, G1 nous apprendra beaucoup de choses sur les aspects de la vie d'une pile. C'est un sujet sur lequel les publications officielles sont généralement pudiques ou tardives et où rien ne remplace l'expérience personnelle. G2 et sa sœur G3 n'utiliseront plus l'air comme fluide primaire, mais comme EL2, du gaz carbonique comprimé en circuit fermé.

Voici quelques caractéristiques de ces piles qui vous permettront de vous faire une image de ces engins. Une publication préliminaire en a été présentée à la conférence de Genève (volume III, p. 99) : L'empilement de graphite est constitué par des briques d'une longueur de 1 m à 1 m 50 et d'une section carrée 200 × 200 mm. Il y aura 1 300 tonnes de graphite dans la pile. Les briques sont disposées horizontalement. Elles comportent des chanfreins et elles sont juxtaposées de manière à réserver les canaux où sera déposé l'uranium. Le nombre de canaux sera de 1 200. Leur diamètre 70 mm. Le diamètre de la région occupée par l'uranium atteindra 7,85 m. Les dimensions extérieures de l'empilement sont les suivantes : hauteur : 9,40 m ; longueur : 9,05 m ; largeur : 9,53 m.

Le graphite aura une densité de 1,70 et une section efficace de capture pour les neutrons inférieure à 3,9 millibarn.

Les cartouches ont 300 mm de longueur. Il y en a 28 par canal. Elles présentent 16 ailettes dont 4 ailettes porteuses qui centrent l'uranium dans le canal et 12 ailettes plus courtes servant uniquement au transfert de la chaleur. Dans les canaux centraux le diamètre de l'uranium sera de 28 mm. Dans les canaux périphériques, où le problème d'évacuer la chaleur est moins exigeant, le diamètre atteindra 31 mm. L'excès de réactivité sera absorbé par du thorium.

L'empilement est entouré par une protection thermique, puis par une enveloppe résistante qui permettra de tenir le gaz carbonique à une pression de 15 hectopièzes. l'originalité de la solution est que cette enveloppe n'est pas en acier soudé mais en béton précontraint. Le béton réalise à la fois l'enveloppe résistante et la protection biologique. Il semble qu'il y ait là une tentative pleine de promesse. Le béton est doublé intérieurement d'une peau d'étanchéité en acier de 30 mm d'épaisseur. Le système des barres de contrôle est analogue à celui de G1. Il travaille dans l'enceinte étanche. Il est possible de laisser évoluer le gaz à une température plus élevée dans les canaux périphériques que dans les canaux centraux. On a voulu profiter de cette possibilité pour améliorer le rendement de la centrale adjacente, mais il en résulte quelques complications de structure.

La pile est borgne : le caisson ou l'enveloppe étanche comporte une ouverture devant chaque canal de la pile, mais seulement sur une face. Le chargement s'effectue par cette face, le déchargement s'effectue automatiquement par des glissières appropriées disposées devant la face opposée de l'empilement. Le chargement et le déchargement s'effectueront en marche. L'appareil de chargement pèsera 200 tonnes.

Le débit dans le circuit primaire atteint environ 700 kg par seconde. Dans le gaz carbonique on admet de porter le magnésium à 400°. On s'est fixé de plus de ne dépasser nulle part 550° dans l'uranium. Les températures d'entrée et de sortie

du gaz carbonique primaires sont les suivantes :

	Entrée	Sortie
— centre	80	310
— périphérie......	150	350

Le gaz carbonique primaire est mis en mouvement par deux soufflantes centrifuges entraînées directement par des turbines à vapeur. La puissance totale de soufflage (primaire + secondaire destiné à protéger l'enveloppe contre l'échauffement) atteindra 5 300 KW. Le gaz carbonique vaporise l'eau industrielle dans les échangeurs. La vapeur restera à une pression inférieure à celle du gaz : 10,5 HPZ au maximum. On évite ainsi le risque de rentrée d'eau dans la pile : on craint en effet son contact avec le magnésium. L'eau surchauffée atteindra 335°.

On escompte obtenir 35 MW aux bornes de l'alternateur.

7. **Centrales atomiques.** — Si G2 est une pile plutonigène, c'est donc en même temps la source de chaleur d'une véritable centrale de production d'énergie électrique. Il est probable que la centrale G2 n'est que le premier exemplaire de tout une série d'engins du même type. Ce sera tout au moins le cas de EDF1 et de EDF2. La construction d'une série d'engins construits sur le même principe est une étape marquante du développement de l'énergie atomique. Le fonctionnement de la pile EL2 a été puissamment instructif et il en est résulté d'abord de nombreux perfectionnements qui ont été apportés à cet engin lui-même : il s'est trouvé en effet que cette pile était assez souple — et aussi assez modeste — pour admettre de nombreuses modifications. Mais on conçoit que la sortie de nouveaux engins copiés successivement les uns sur les autres, et toutefois progressivement améliorés, permette de dépasser le stade d'une conception théorique et de parvenir à des réalisations d'un emploi pratique et d'une bonne efficacité. La cadence à laquelle nos piles sont projetées ne permet malheureusement pas de profiter, lors du dessin de l'engin n, des connaissances acquises par le fonctionnement de l'engin $n - 1$ ni même peut-être par celui de l'engin $n - 2$. Le développement des connaissances générales, les progrès de nos méditations, le rodage des études et des procédés constructifs assurent néanmoins que chaque étape puisse comporter plusieurs pas en avant.

Les grands problèmes sont : la tenue du graphite et celle des cartouches. Le graphite gonfle sous l'effet des chocs neutroniques, c'est l'effet Wigner. Les lois du phénomène, la « guérison » qui est apportée par un réchauffage, sont maintenant convenablement connues mais c'est une chose de connaître les lois et une autre de réaliser un empilement complexe qui en évite les inconvénients.

Plus sérieuse encore est la question des cartouches. Dans une pile plutonigène comme G1 ou G2 les cartouches sont renouvelées assez fréquemment, mais dans une pile à objectif énergétique, ce procédé n'est pas économique. Il faut allonger la vie des cartouches. Les facteurs par lesquels on espère agir sont les suivants :

1° affinement du grain de l'uranium,

2° isotropie de l'uranium,

3° effet stabilisateur de quelques impuretés,

4° réduction des efforts mécaniques demandés à l'uranium,

5° régularité du régime d'exploitation.

Les impuretés sont des additions minimes qui ne doivent pas perturber la réaction en chaîne. La régularité de fonctionnement réduit le nombre des cyclages thermiques.

Il est regrettable qu'EL3 ne nous ait pas encore permis d'étudier systématiquement les cartouches destinées aux piles de puissance.

Une amélioration des températures obtenues dans une pile à gaz comprimé est favorable au rendement. On ne peut espérer des progrès rapides dans ce domaine en se contentant d'améliorer peu à peu les grandes piles à graphite. Nous nous proposons d'examiner à part le problème des hautes températures en construisant une pile de puissance modeste et de dimensions limitées dont l'objectif principal sera de fonctionner à température très élevée. Dans ce petit engin on pourra prendre des risques. Le combusible sera de l'uranium enrichi. Cette pile pourra servir aussi de prototype pour des moteurs de propulsion.

8. **Le sodium fondu.** — Quel que soit leur mode d'utilisation, nos piles à graphite fourniront d'importantes quantités de plutonium. Le plutonium sera utilisé à son tour comme combustible peut-être pour « doper » les piles même qui auront servi à le produire. Mais, du point de vue de l'économie des combustibles nucléaires, la meilleure manière de l'utiliser est d'en charger un breeder. La vocation du breeder est de ne consommer que de la matière fertile et de produire de la matière fissile.

La construction d'un breeder suppose de nombreuses études préliminaires. Parmi celles-ci il en est une qui a été attaquée anciennement : c'est l'emploi du sodium liquide comme fluide primaire. Un circuit à sodium fondu a fonctionné pour la première fois au Fort de Châtillon à la fin de 1955. Maintenant, entre autres, un circuit qui débite 600 KW est en service. Ces circuits fonctionnent à 500°. Ce sont des circuits « hors pile ». Il faudra étudier le comportement du matériel en question sous radiation : un circuit au sodium sera installé dans un canal expérimental de EL3. Avant de l'appliquer aux breeders, nous envisageons d'apprendre à nous servir du sodium dans une pile en construisant un engin moins original à neutrons thermiques.

9. **Pile de propulsion.** — Des communiqués officiels ont annoncé que des études relatives à un propulseur atomique marin étaient en cours. La pile envisagée est une pile à eau lourde et à uranium naturel. L'eau lourde est à la fois le modérateur et le fluide primaire. Elle est maintenue liquide à la température d'emploi grâce à une pression convenable : la pile est du type pressurisé. Il ne fait aucun doute que l'engin est lourd et encombrant. Les solutions futures utiliseront un combustible plus réactif que l'uranium naturel. En même temps on éliminera l'eau lourde.

Quoi qu'il en soit, l'étude est instructive. Elle comporte de nombreux problèmes spécifiques de la propulsion : protection allégée, fonctionnement à allures variables par exemple. Mais d'autre part elle nous instruit sur des problèmes qui intéressent aussi la construction de centrales à eau pressurisée, qu'il s'agisse d'eau lourde ou d'eau ordinaire, le combustible étant de l'uranium naturel ou de l'uranium enrichi suivant le cas.

La tendance présente est de renoncer à l'uranium métallique et d'utiliser l'uranium sous forme d'oxyde UO_2. C'est un réfractaire qui ne conduit pas trop mal la chaleur. Le réseau est moins compact que celui du métal. Même s'il fond localement ou s'il se fendille, il ne semble pas qu'il mette la gaine en péril. De plus il n'est pas combustible. On imagine des cartouches qui pourraient résister à des irradiations de 10 000 MWJ/T. Avec l'uranium naturel, cela veut dire qu'on a consommé une grande partie de l'uranium 235 qu'il contient et aussi une partie du plutonium qui s'est formé progressivement. 1 % de l'uranium mis en œuvre est ainsi épuisé d'une seule traite.

Cette technique est séduisante. Elle est moins satisfaisante avec l'uranium franchement enrichi par ce qu'alors le combustible s'épuise sans se renouveler aussi complètement. Dans le cas de l'uranium enrichi la meilleure manière de procéder est sans doute de le diluer dans du thorium. Un taux d'enrichissement très élevé est alors nécessaire.

Conclusion. — Pour me limiter j'ai décrit l'essentiel de nos constructions sans faire référence à ce qui se passe dans d'autres pays. Il est clair que le développement d'une industrie aussi vaste que l'industrie atomique ne s'effectue pas sans échanges internationaux. Malgré le secret qui l'entoure, d'origine militaire au départ, et maintenant de nature industrielle, une foule d'idées et de connaissances, dont certaines fondamentales, nous sont venues d'outre-mer et quelques autres de régions plus continentales. Les échanges de matières premières atomiques par contre ont été longtemps impossibles. Nos premières réalisations n'ont profité que d'une importation : celle de l'eau lourde norvégienne. Les quantités disponibles étaient d'ailleurs limitées. Nos piles à graphite utilisent de l'uranium et du graphite français. Notre programme était imposé par ces ressources. Leur restriction nous a peut être évité de divaguer ; il n'y a pas lieu de la regretter beaucoup. La pile EL3 a marqué une étape dans les facilités d'importation, car l'uranium enrichi est anglais et l'eau lourde américaine. Il est un peu démoralisant d'importer sans exporter, aussi ajouterai-je sans préciser qu'il nous arrive également d'exporter des matériaux d'intérêt atomique. D'ici quelques années, en France et aussi en Europe, il s'agit de faire face à ce qui nous paraît aujourd'hui une impressionnante demande d'énergie. J'ai essayé de vous faire connaître les moyens, les connaissances, l'expérience qui ont été accumulés en France en matière de piles, pour répondre à cette demande.

Beaucoup de travail a été effectué. Je ne crois pas qu'on aurait pu nous en demander beaucoup plus. Je crois aussi que le moment n'est pas venu de se reposer et qu'il ne reste qu'à continuer.

Les travaux qui ont donné la matière de cette conférence ont été l'œuvre d'innombrables personnes de rang élevé et de rang moins élevé appartenant au Commissariat à l'Énergie Atomique, à d'autres Corps de l'État et à l'Industrie privée. Je ne risque pas d'oublier personne en les remerciant collectivement. Je remercie aussi la Société Française de Physique de m'avoir donné l'occasion de faire le point sur un sujet qui est certainement d'actualité.

Manuscrit reçu le 18 juin 1957.

RÉSOLUTION DE L'ÉQUATION DE SCHRODINGER DES ATOMES A DEUX ÉLECTRONS. III. SUITE DE LA MÉTHODE. ÉTATS S SYMÉTRIQUES.

Par G. MUNSCHY,
Institut de Physique de la Faculté des Sciences de Strasbourg.

La présente publication est la troisième d'une série de travaux consacrés à l'étude du problème aux valeurs propres posé par l'équation de Schrödinger des atomes à deux électrons [1], [2]. Son but est de déterminer les coefficients du système linéaire qui résout le problème, et de préciser les relations de récurrence entre les fonctions de base utilisées. Les notations antérieures sont conservées et nous y renvoyons le lecteur.

1. Réduction de l'équation de Schrôdinger. — Les transformations utilisées sont les suivantes :

$$s = r_1 + r_2, \quad \tau = t/s, \quad \varepsilon^2 = -E, \quad x = 2\varepsilon s, \quad (1)$$
$$t = r_1 - r_2, \quad \rho = r_{12}/s, \quad \varepsilon > 0, \quad \psi = e^{-\frac{x}{2}}\varphi.$$

Elles servent à établir l'identité

$$W e^{-\frac{x}{2}}(H - E)\,\psi = 4\varepsilon x^3 e^{-x}\,\mathcal{O}\varphi, \quad (2)$$
$$W = x^5\,\theta, \quad \theta = \rho(1-\tau^2), \quad \mathcal{O} = \mathcal{A}\varepsilon - \mathcal{B},$$
$$\mathcal{A} = -\theta x^2\,\partial_x(\partial_x - 1) + (\mathcal{M} - 2\rho)\,x\,(2\partial_x - 1) - \mathcal{L} + 4\mathcal{M},$$
$$\mathcal{B} = \frac{x}{2}(4Z\rho - 1 + \tau^2),$$
$$\mathcal{L} = \partial_\rho\,\rho(1-\rho^2)(1+\tau^2)\,\partial_\rho + \partial_\rho\,\tau(1-\rho^2)(1+\tau^2)\,\partial_\tau + \partial_\tau\,\tau(1-\rho^2)(1+\tau^2)\,\partial_\rho + \partial_\tau\,\rho(1-\tau^4)\,\partial_\tau,$$
$$\mathcal{M} = \tau(\tau(1-\rho^2)\,\partial_\rho + \rho(1-\tau^2)(\partial_\tau).$$

W est la fonction de densité initiale, à un facteur constant près. De l'hermiticité du hamiltonien résulte celle de l'opérateur $\mathcal{O}$, avec une fonction de densité $x^3 e^{-x}$. Remarquons encore que $\mathcal{O}$ est fonction linéaire de ε et que $-\mathcal{B}$ correspond à l'énergie potentielle. Résoudre l'équation de Schrödinger revient à annuler le second membre de l'identité (2). L'idée directrice est de développer φ suivant des fonctions de base $u_{mnp}(x, \rho, \tau)$ orthogonales et d'annuler toutes les composantes de $\mathcal{O}\varphi$. La solution obtenue conviendra pourvu qu'elle préserve la régularité de la fonction d'onde, sa détermination unique et sa normabilité. En annulant les N premières composantes, on obtient une solution seulement approchée, mais cette voie est la seule praticable. La solution approchée converge vers la solution exacte quand N augmente indéfiniment. On remarque que l'identité (2) est encore valable dans ce cas, à condition de la multiplier par φ et de l'intégrer dans l'espace des configurations. La quantité E a alors la signification du hamiltonien moyen $\overline{H}$.

2. Système linéaire résolvant. — Nous aurons besoin de nouveaux opérateurs définis par les relations suivantes :

$$X_r = (1/2\varepsilon)(1-\tau^2) - 2(1 + Z/\varepsilon)\,\rho + (3 + r)\,\theta + \mathcal{M}, \quad r > 0,$$
$$X_{-r} = -(1/2\varepsilon)(1-\tau^2) - 2(1 - Z/\varepsilon)\,\rho + (3 - r)\,\theta + \mathcal{M},$$
$$Y = \mathcal{L} - 4\mathcal{M}. \quad (3)$$

Ces opérateurs permettent d'exprimer simplement les combinaisons symétrique et antisymétrique considérées antérieurement [1].

$$\theta(2B - A) = Y + 2(X_r + X_{-r-1}), \quad (4)$$
$$\theta B = X_r + X_{-r-1}.$$

Il importe de connaître l'action de l'opérateur $\mathcal{O}$ sur les polynômes $x^\beta L_p^\alpha(x)$ dont la forme est suggérée par (2). Pour les relations entre polynômes de Laguerre, nous renvoyons à des ouvrages généraux [3], [4]. On vérifie que

$$\mathcal{O}\,x^\beta L_p^\alpha(x) = \varepsilon x^\beta[X_{-r-1}(x\partial_x - x + \beta) + X_{s-1}(x\partial_x + \beta) - Y - \beta\,(\alpha - \beta)\,0]\,L_p^\alpha(x),$$
$$= \varepsilon x^\beta[(q-2)\,(X_{-r-1}\,L_{p+1}^\alpha(x) + X_s\,L_p^\alpha(x)) + (r - q)\,(X_q + X_{-r-5})\,L_p^\alpha(x) - YL_p^\alpha(x) - (r + s - q + 2)\,(X_{-r}\,L_p^\alpha(x) + X_{s-1}\,L_{p-1}^\alpha(x))],$$
$$q = p + 3, \quad r = p + \beta + 2, \quad s = p + \alpha - \beta - 1. \quad (5)$$

Partons maintenant d'un développement de la forme

$$\varphi = x^\gamma + x^{\gamma+1}\,\varphi_1(x, \rho, \tau).$$

Formons l'équation caractéristique obtenue en annulant le terme de plus bas degré en x dans l'identité (2). Il vient

$$\gamma(\gamma + 4) = 0.$$

Le développement de la solution régulière à

l'origine débute par un terme constant. On sépare x des variables sans dimension ρ et τ. Comme dans [1] φ est développée suivant les fonctions $L_p^\alpha(x)\, F_{00}$ d'une part, $x^{\beta'}\, L_p^{\alpha'}(x)\, F_{mn}^{(s)}(\rho, \tau)$ d'autre part. F_{00} est une constante, $F_{mn}^{(s)}$ une fonction sur laquelle nous reviendrons plus loin [2]. La formule (5) montre que le développement de $L_p^\alpha(x)\, F_{00}$ fait intervenir en général tous les polynômes $xL_{p'}^\alpha(x)\, F_{00}$ de moindre degré. Il y a exception pour $\alpha = 4$, auquel cas

$$\begin{aligned} \mathcal{O}\, L_p^4(x)\, F_{oo} &= -\, \varepsilon x [X_{-q}\, L_p^4(x) + (X_q + X_{-q-1})\, L_{p-1}^5(x)]\, F_{oo}, \\ &= -\, \varepsilon x [X_{-q}\, L_p^5(x) + X_{q-1}\, L_{p-1}^5(x)]\, F_{oo}. \end{aligned} \tag{6}$$

Cette circonstance est due à l'antisymétrie du second opérateur (4). De plus, la formule (6) invite à poser $\alpha' = 5$, $\beta' = 1$.

$$\begin{aligned} \mathcal{O}\, x\, L_p^5(x)\, F_{mn}^{(s)} &= -\, \varepsilon x [-(q-2)\, X_{-q-1}\, L_{p+1}^5(x) + (q+2)\, X_{q-1}\, L_{p-1}^5(x) \\ &\quad + ((q+2)\, X_{-q} - (q-2)\, X_q + Y)\, L_p^5(x)]\, F_{mn}^{(s)}, \\ &= -\, \varepsilon x [-(q-2)\, X_{-q-1}\, L_{p+1}^4(x) + ((q+2)\, X_{-q} - (q-2)\, (X_q + X_{-q-1}) + Y)\, L_p^4(x) \\ &\quad + (4(X_q + X_{-q-1}) + Y)\, L_{p-1}^5(x)]\, F_{mn}^{(s)}. \end{aligned} \tag{7}$$

Nous sommes ainsi conduit à écrire, comme dans [2],

$$\varphi = \sum_{mnp} \alpha^{mnp}\, u_{mnp}, \tag{8}$$

$$u_{mnp} = \left| \begin{array}{ll} (N_{oop})^{-1/2}\, L_p^4(x)\, F_{oo}, & \text{pour } m = n = 0, \\ (N_{mnp})^{-1/2}\, x\, L_p^5(x)\, F_{mn}^{(s)}(\rho, \tau), & \text{pour } m \neq 0. \end{array} \right.$$

La notation $F_{mn}^{(s)}$ indique que les fonctions doivent être symétriques par l'échange des électrons. N_{oop} et N_{mnp} sont les facteurs de normation [2]. L'action de l'opérateur $\mathcal{O}$ sur φ est alors donnée par

$$\begin{aligned} \mathcal{O}\, u_{oop} &= x\, O_{oop}^{oop}\, u_{oop} + \sum_{m'n'p'} O_{oop}^{m'n'p'}\, u_{m'n'p'}, \\ \mathcal{O}\, u_{mnp} &= x \sum_{p'} O_{mnp}^{oop'}\, u_{oop'} + \sum_{m'n'p'} O_{mnp}^{m'n'p'}\, u_{m'n'p'}, \qquad m', m \neq 0. \end{aligned}$$

Il convient de reprendre ce qui a été dit à propos de l'identité (2) et d'introduire la fonction de densité

$$w = \left| \begin{array}{ll} x^4\, e^{-x} & \text{pour les } u_{oop}, \\ x^3\, e^{-x} & \text{pour les } u_{mnp}. \end{array} \right. \tag{9}$$

D'où il résulte la nouvelle identité

$$W\, e^{-x/2}(H - E)\psi = 4\, \varepsilon\, w\, O\varphi,$$

$$O\varphi = \sum_{mnp} \sum_{m'n'p'} \alpha^{mnp}\, O_{mnp}^{m'n'p'}\, u_{m'n'p'}, \tag{10}$$

$$O_{mnp}^{m'n'p'} = \iiint u_{m'n'p'}\, O\, u_{mnp}\, w\, dx\, d\rho\, d\tau.$$

Le calcul des éléments $O_{mnp}^{m'n'p'}$ se mène en tenant compte des formules (6) et (7). Il est facile de vérifier leur symétrie en s'appuyant sur les propriétés correspondantes des opérateurs (4). Le résultat final s'écrit

$$-\frac{1}{\varepsilon} O_{mnp}^{m'n'p'} = \left| \begin{array}{ll} (X_{-q})_{oo}^{oo} & \text{pour } m' = m = 0, \\ -\sqrt{q+2}\, (X_{q-1})_{mn}^{oo}\, \delta_p^{p'} - \sqrt{q-2}\, (X_{-q-1})_{mn}^{oo}\, \delta_{p+1}^{p'} & \text{pour } m' = 0, \ m \neq 0, \\ \sqrt{(q+2)(q-3)}\, (X_{q-1})_{mn}^{m'n'}\, \delta_{p-1}^{p'} - \sqrt{(q-2)(q+3)}\, (X_{-q-1})_{mn}^{m'n'}\, \delta_{p+1}^{p'} & \text{pour } \left.\begin{array}{l} m' \\ m \end{array}\right\} \neq 0. \\ +\, ((q+2)\, X_{-q} - (q-2)\, X_q + Y)_{mn}^{m'n'}\, \delta_p^{p'}. & \end{array} \right. \tag{11}$$

Les éléments de matrice relatifs aux opérateurs (3) sont donnés par les produits scalaires entre fonctions normées.

$$X_{mn}^{m'n'} = \iint F_{m'n'}\, X\, F_{mn}\, d\rho\, d\tau,$$

$$Y_{mn}^{m'n'} = \iint F_{m'n'}\, Y\, F_{mn}\, d\rho\, d\tau.$$

Le système linéaire annoncé s'obtient en annulant les composantes de (10) sur toutes les fonctions de base.

$$\iiint u_{m'n'p'}\, O\varphi\, w\, dx\, d\rho\, d\tau = 0, \tag{12}$$

$$\sum_{mnp} \alpha^{mnp}\, O_{mnp}^{m'n'p'} = 0,$$

Chaque ligne ne contient qu'un nombre fini de termes. Ce nombre est au plus égal à trois fois le nombre d'éléments $X_{mn}^{m'n'}$ ou $Y_{mn}^{m'n'}$ non nuls. A un rang d'approximation N donné, le spectre des valeurs propres est ensuite effectivement calculé à partir de la condition de régularité à l'infini

$$\text{Dét}\,(O_N) = 0.$$

Signalons une autre propriété remarquable qui résulte du fait que les u_{mnp} forment une base orthonormée complète dans leur domaine de définition.

$$\iiint u_{m'n'p'}\, u_{mnp}\, w \,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}\rho\,\mathrm{d}\tau = \delta_m^{m'}\,\delta_n^{n'}\,\delta_p^{p'}. \qquad (13)$$

La propriété connue des polynômes de Legendre d'approcher au mieux une fonction donnée, au sens de la convergence en moyenne quadratique, par un développement à un nombre limité de termes se généralise ici tout naturellement. Cela revient à dire de façon plus précise que l'intégrale

$$\iiint (O\varphi)^2\, w \,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}\rho\,\mathrm{d}\tau,$$

est minimisée à chaque rang d'approximation. D'autres problèmes surgissent à cet endroit, entre autres la question de savoir s'il est possible de définir les rapports avec la méthode de variation et s'il est possible d'imposer certaines restrictions moyennant lesquelles on serait assuré que $(\varphi, \mathcal{B}\varphi)$ représente une forme définie positive et toute racine ε un nombre positif. Ces délicates questions ne seront pas abordées ici.

3. **Propriétés des polynômes orthogonaux F_{mn}.** — Rappelons d'abord les considérations qui ont abouti à l'adoption des polynômes $F_{mn}(\rho, \tau)$. Le domaine de définition des variables est le triangle $\mathfrak{T}$.

$$0 \leqslant \rho \leqslant 1, \qquad -\rho \leqslant \tau \leqslant \rho. \qquad (\mathfrak{T})$$

Nous avions recherché [5] les opérateurs différentiels, self-adjoints et réguliers dans $\mathfrak{T}$ et montré qu'il en existe trois, linéairement indépendants et de degré zéro par rapport à l'ensemble des variables. Il convient d'imposer en outre la condition de symétrie pour l'échange des électrons, ce qui restreint leur nombre à deux, à savoir

$$\begin{aligned} K = {} & \partial_\rho\, \rho(1-\rho)\, \partial_\rho + \partial_\rho\, \tau(1-\rho)\, \partial_\tau \\ & + \partial_\tau\, \tau(1-\rho)\, \partial_\rho + \partial_\tau(\rho-\tau^2)\, \partial_\tau, \qquad (14) \\ G = {} & \partial_\tau(\rho^2-\tau^2)\, \partial_\tau. \end{aligned}$$

Les opérateurs (14) sont commutables. Les singularités des équations aux valeurs propres correspondantes sont situées sur la frontière du triangle. Le pas suivant est la résolution de ces équations.

$$KF = kF, \qquad (15)$$
$$GF = gF.$$

Il a été montré [2] que leur solution est de la forme

$$\left.\begin{aligned} & u = \frac{\tau}{\rho}, \qquad v = \rho, \\ & -1 \leqslant u \leqslant 1, \qquad 0 \leqslant v \leqslant 1.\ (\mathcal{R}) \end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

$$\left.\begin{aligned} & F_{mn} = f_{mn}(v)\, P_n(u), \\ & k = -m(m+2), \qquad g = -n(n+1). \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

La seconde équation (15) conduit à l'équation des polynômes de Legendre $P_n(u)$. La première équation (15) détermine la fonction inconnue f_{mn}.

$$[\mathrm{d}_v\, v^2(1-v)\, \mathrm{d}_v + m(m+2)\, v - n(n+1)]\, f_{mn} = 0.$$

L'équation caractéristique indique un comportement à l'origine en v^n et la substitution des termes d'une série montre que

$$f_{mn}(v) = v^n \,.\, {}_2F_1(-m+n,\ \ m+n+2,\ \ 2n+2,\ v). \qquad (18)$$

${}_2F_1$ est la fonction hypergéométrique de Gauss. Seuls conviennent les polynômes de Jacobi obtenus pour $n \leqslant m$. A la différence des polynômes de P. Appel et J. Kampé de Fériet [6], les polynômes (17) correspondent à des valeurs de g bien définies et distinctes. Les polynômes (17) résolvent le problème aux valeurs propres (15) et forment de ce fait une base complète de fonctions orthogonales dans le triangle $\mathfrak{T}$ avec une fonction de densité 1. Enfin, les polynômes $F_{mn}^{(s)}(\rho, \tau)$ symétriques pour l'échange des électrons sont ceux affectés d'un indice n pair.

Nous nous occupons maintenant des relations de récurrence entre polynômes orthogonaux F_{mn}. Il est avantageux de partir des relations connues suivantes, valables entre polynômes de Jacobi [3] :

$$\begin{aligned} & (2n+\alpha+\beta+1)\, [(2n+\alpha+\beta)\, (2n+\alpha+\beta+2)\, \xi \\ & \qquad + \alpha^2 - \beta^2]\, P_n^{\alpha\beta}(\xi) = \\ & 2(n+\alpha)\, (n+\beta)\, (2n+\alpha+\beta+2)\, P_{n-1}^{\alpha\beta}(\xi) \\ & \qquad + 2(n+1)\, (n+\alpha+\beta+1)\, (2n+\alpha+\beta)\, P_{n+1}^{\alpha\beta}(\xi) \end{aligned} \qquad (19)$$

$$\begin{aligned} & (2n+\alpha+\beta+2)\, (1-\xi)\, P_n^{\alpha+1,\beta}(\xi) \\ & \qquad = 2(n+\alpha+1)\, P_n^{\alpha\beta}(\xi) - 2(n+1)\, P_{n+1}^{\alpha\beta}(\xi), \end{aligned} \qquad (20)$$

$$\begin{aligned} & (2n+\alpha+\beta)\, P_n^{\alpha-1,\beta}(\xi) = (n+\alpha+\beta)\, P_n^{\alpha\beta}(\xi) \\ & \qquad - (n+\beta)\, P_{n-1}^{\alpha\beta}(\xi). \end{aligned} \qquad (21)$$

En combinant (20) et (21), on déduit la relation de dépendance linéaire des fonctions f_{mn}.

$$\begin{aligned} & 2n(2n+1)\, (f_{m-1,n-1}(v) - f_{m,n-1}(v)) \\ & \qquad = (m+n+1)^2\, f_{mn}(v) - (m-n)^2\, f_{m-1,n}(v). \end{aligned} \qquad (22)$$

D'autre part, en tenant compte de (19) et de (22), il résulte les formules de multiplication par v.

$$v\, f_{mn}(v) = \frac{2n(2n+1)}{(2m+1)(2m+2)} f_{m-1,n-1}(v) - \frac{4n(2n+1)}{(2m+1)(2m+3)} f_{m,n-1}(v) + \frac{2n(2n+1)}{(2m+2)(2m+3)} f_{m+1,n-1}(v),$$
$$= - \frac{(m-n)^2}{(2m+1)(2m+2)} f_{m-1,n}(v) + 2\,\frac{(m+1)^2 + n(n+1)}{(2m+1)(2m+3)} f_{mn}(v) - \frac{(m+n+2)^2}{(2m+2)(2m+3)} f_{m+1,n}(v),$$
$$= \frac{(m-n)^2 (m-n-1)^2}{(2n+2)(2n+3)(2m+1)(2m+2)} f_{m-1,n+1}(v) - \frac{(m-n)^2 (m+n+2)^2}{(n+1)(2n+3)(2m+1)(2m+3)} f_{m,n+1}(v)$$
$$+ \frac{(m+n+2)^2 (m+n+3)^2}{(2n+2)(2n+3)(2m+2)(2m+3)} f_{m+1,n+1}(v). \qquad (23)$$

La relation (19) donne encore la formule de multiplication par u.

$$u\, P_n(u) = \frac{n}{2n+1} P_{n-1}(u) + \frac{n+1}{2n+1} P_{n+1}(u). \qquad (24)$$

Nous tenons compte de la définition (17), du changement de variables (16) et des relations (23) et (24), afin d'établir les formules en ρ et en τ pour les polynômes F_{mn}.

$$\rho F_{mn}(\rho,\tau) = - \frac{(m-n)^2}{(2m+1)(2m+2)} F_{m-1,n}(\rho,\tau) + 2\,\frac{(m+1)^2 + n(n+1)}{(2m+1)(2m+3)} F_{mn}(\rho,\tau)$$
$$- \frac{(m+n+2)^2}{(2m+2)(2m+3)} F_{m+1,n}(\rho,\tau), \qquad (25)$$

$$\tau F_{mn}(\rho,\tau) = \frac{2n^2}{(2m+1)(2m+2)} F_{m-1,n-1}(\rho,\tau) + \frac{(m-n)^2 (m-n-1)^2}{2(2n+1)(2n+3)(2m+1)(2m+2)} F_{m-1,n+1}(\rho,\tau)$$
$$- \frac{4n^2}{(2m+1)(2m+3)} F_{m,n-1}(\rho,\tau) - \frac{(m-n)^2 (m+n+2)^2}{(2n+1)(2n+3)(2m+1)(2m+3)} F_{m,n+1}(\rho,\tau)$$
$$+ \frac{2n^2}{(2m+2)(2m+3)} F_{m+1,n-1}(\rho,\tau) + \frac{(m+n+2)^2 (m+n+3)^2}{2(2n+1)(2n+3)(2m+2)(2m+3)} F_{m+1,n+1}(\rho,\tau). \qquad (26)$$

Ces formules sont valables sans autre restriction sur les indices que $n \leqslant m$. En particulier, nous les avons vérifiées pour les indices les plus bas par substitution directe des premiers polynômes.

Les relations de récurrence faisant intervenir une dérivée peuvent s'établir de même en partant d'autres relations entre polynômes de Jacobi. Nous allons procéder directement en définissant des opérateurs aux dérivées partielles du premier ordre.

$$\mathcal{I} = \rho(1-\rho)\,\partial_\rho + \tau(1-\rho)\,\partial_\tau, \qquad (27)$$
$$\mathcal{H} = \tau(1-\rho)\,\partial_\rho + (\rho - \tau^2)\,\partial_\tau.$$

Il est facile de vérifier les relations de commutation suivantes :

$$\frac{1}{2}(K\rho - \rho K) = \mathcal{I} + 1 - \frac{3}{2}\rho,$$
$$\frac{1}{2}(K\tau - \tau K) = \mathcal{H} - \frac{3}{2}\tau,$$
$$\frac{1}{2}(G\rho - \rho G) = 0, \qquad (28)$$
$$\frac{1}{2}(G\tau - \tau G) = \rho\mathcal{H} - \tau\mathcal{I} - \tau.$$

En explicitant les relations (28), on trouve que les éléments des matrices associées à (27) dépendent très simplement des éléments de (25) et (26).

$$(\mathcal{I}+1)_{mn}^{m'n'} = (C)_m^{m'}\,(\rho)_{mn}^{m'n}, \qquad (29)$$
$$(\mathcal{H})_{mn}^{m'n'} = (C)_m^{m'}\,(\tau)_{mn}^{m'n'}.$$
$$(C)_m^{m'} = \begin{cases} m+2 & \text{pour } m' = m-1, \\ 3/2 & \text{pour } m' = m, \\ -m & \text{pour } m' = m+1. \end{cases}$$

D'où les relations de récurrence cherchées :

$$\mathcal{I} F_{mn}(\rho,\tau) = - \frac{(m+2)(m-n)^2}{(2m+1)(2m+2)} F_{m-1,n}(\rho,\tau) + \frac{3n(n+1) - m(m+2)}{(2m+1)(2m+3)} F_{mn}(\rho,\tau)$$
$$+ \frac{m(m+n+2)^2}{(2m+2)(2m+3)} F_{m+1,n}(\rho,\tau), \qquad (30)$$

$$\mathcal{H} F_{mn}(\rho,\tau) = \frac{2(m+2)\,n^2}{(2m+1)(2m+2)} F_{m-1,n-1}(\rho,\tau) + \frac{(m+2)(m-n)^2 (m-n-1)^2}{2(2m+1)(2m+2)(2n+1)(2n+3)} F_{m-1,n+1}(\rho,\tau)$$
$$- \frac{6n^2}{(2m+1)(2m+3)} F_{m,n-1}(\rho,\tau) - \frac{3(m-n)^2 (m+n+2)^2}{2(2m+1)(2m+3)(2n+1)(2n+3)} F_{m,n+1}(\rho,\tau)$$
$$- \frac{2mn^2}{(2m+2)(2m+3)} F_{m+1,n-1}(\rho,\tau) - \frac{m(m+n+2)^2 (m+n+3)^2}{2(2m+2)(2m+3)(2n+1)(2n+3)} F_{m+1,n+1}(\rho,\tau). \qquad (31)$$

Nous revenons maintenant aux opérateurs (3) qui peuvent encore s'écrire

$$
\begin{aligned}
X_r &= (1/2\varepsilon)(1-\tau^2) - 2(1 + Z/\varepsilon)\,\rho \\
&\qquad + (3+r)\,\theta + \tau(\tau\mathcal{I} + \mathcal{H}), \\
X_{-r} &= -(1/2\varepsilon)(1-\tau^2) - 2(1 - Z/\varepsilon)\,\rho \\
&\qquad + (3-r)\,\theta + \tau(\tau\mathcal{I} + \mathcal{H}), \\
Y &= (1+\tau^2)\,[\mathcal{I} - G + (1+\rho)\,K] - 2\tau(\tau\mathcal{I} + \mathcal{H}).
\end{aligned} \tag{32}
$$

Il faut montrer comment on calcule les éléments de matrices qui interviennent dans les expressions (11). Remarquons d'abord que X_{-r} se déduit de X_r en changeant ε en $-\varepsilon$ et r en $-r$. D'autre part, il y a avantage à opérer avec les polynômes normés, de façon à faire apparaître le caractère de symétrie des matrices associées à (25) et (26), le caractère d'antisymétrie des matrices associées à (28). On s'assure ainsi d'utiles moyens de vérification en cours de calcul.

Un premier mode de calcul consiste à former d'abord les matrices de ρ, τ, $\mathcal{J}$, $\mathcal{H}$. Une multiplication de matrice fournit τ^2, $\tau\mathcal{H}$, une deuxième $\tau^2\,\rho$, $\tau^2\,\mathcal{J}$. Une variante consiste à mener le calcul littéral jusqu'au bout et à évaluer les termes généraux $(X_r)_{mn}^{m'n'}$ et $(Y)_{mn}^{m'n'}$. Le résultat est trop long pour être reproduit ici. Néanmoins, on peut observer que chaque application de ρ ou de $\mathcal{J}$ substitue à la fonction (m, n) trois fonctions (m', n') avec $m' = m - 1$, m, $m + 1$ et $n' = n$. De même, chaque application de τ ou de $\mathcal{H}$ engendre six fonctions (m', n') avec $m' = m - 1$, m, $m + 1$ et $n' = n - 1$, $n + 1$.

La décomposition totale subie par F_{mn} peut être figurée par le schéma suivant.

n' \ m'	$m-3$	$m-2$	$m-1$	m	$m+1$	$m+2$	$m+3$
$n-2$	×	×	×	×	×	×	×
n	×	×	×	×	×	×	×
$n+2$	×	×	×	×	×	×	×

Il apparaît ainsi que le nombre d'éléments $(X_r)_{mn}^{m'n'}$ ou $(Y)_{mn}^{m'n'}$ non nuls est au maximum égal à vingt et un. Disons en passant que ce nombre serait encore plus élevé pour les polynômes biorthogonaux d'Appel.

Il résulte qu'une ligne quelconque du système (12) contient aux maximum soixante-trois termes. Les premières lignes en contiennent notablement moins. Pour les questions d'approximation numérique, nous nous référons à un article de P. Pluvinage [7]. Le niveau fondamental $1\,^1S$ y est déterminé à l'aide d'une fonction approchée à treize paramètres. Nous reproduisons une partie du déterminant principal du système symétrique (12) qui a servi pour ce calcul. La première ligne ne contient que quatre termes, la seconde en contient douze, la troisième vingt-quatre.

(α^{000})	(α^{100})	(α^{220})	(α^{200})	(α^{001})	(α^{221})
$\frac{4}{3}\varepsilon - \frac{9}{4}$	$\sqrt{10}\left(-\frac{1}{3}\varepsilon + \frac{7}{10}\right)$	$-\frac{\sqrt{3}}{9}$	$-\frac{\sqrt{15}}{180}$	0	0
	$\frac{184}{15}\varepsilon - \frac{51}{5}$	$\sqrt{30}\left(\frac{8}{105}\varepsilon + \frac{8}{105}\right)$	$\sqrt{6}\left(-\frac{199}{105}\varepsilon + \frac{263}{105}\right)$	$\sqrt{2}\left(\frac{4}{15}\varepsilon - \frac{7}{10}\right)$	$\sqrt{5}\left(-\frac{12}{35}\varepsilon - \frac{8}{105}\right)$
		$\frac{1\,328}{63}\varepsilon - \frac{75}{4}$	$\sqrt{5}\left(\frac{18}{315}\varepsilon - \frac{3}{35}\right)$	$\sqrt{15}\left(\frac{8}{35}\varepsilon + \frac{1}{45}\right)$	$\sqrt{6}\left(-\frac{16}{9}\varepsilon + \frac{25}{8}\right)$
			$\frac{6\,536}{315}\varepsilon - \frac{681}{70}$	$\sqrt{3}\left(\frac{4}{35}\varepsilon + \frac{1}{180}\right)$	$\sqrt{30}\left(\frac{44}{315}\varepsilon + \frac{1}{70}\right)$
				$\frac{28}{15}\varepsilon - \frac{9}{4}$	$\sqrt{10}\left(-\frac{4}{35}\varepsilon - \frac{1}{15}\right)$
					$\frac{592}{21}\varepsilon - 25$

4. Quelques propriétés des fonctions de base. — Nous nous proposons d'écrire les équations des fonctions $\psi_{mnp} = e^{-\frac{x}{2}} u_{mnp}$. L'intérêt de ces fonctions réside dans le fait qu'elles décrivent des états dont certaines superpositions reproduisent les états S symétriques des atomes à deux électrons. Pour interpréter plus aisément le sens physique des équations à établir, nous adoptons les variables de Hylleraas s, t et r_{12}.

Les fonctions ψ_{oop} ne dépendent que de s. En tenant compte de (8) et de l'équation des polynômes de Laguerre [3], il vient

$$\left[\frac{1}{s^5} d_s s^5 d_s + (2p+5)\frac{\varepsilon}{s} - \varepsilon^2\right] \psi_{oop} = 0. \qquad (33)$$

C'est l'équation de Schrödinger d'une particule placée dans un espace à six dimensions, dans une configuration de symétrie sphérique, soumise à l'action d'un potentiel coulombien attractif et de niveau d'énergie $-\varepsilon^2$.

Les fonctions ψ_{mnp}, pour $m \neq 0$, dépendent des trois variables et satisfont à trois équations, à savoir aux deux équations (15) et à une troisième qui est celle de la partie en $x = 2\varepsilon s$.

$$[\partial_t (r_{12}^2 - t^2) \partial_t + n(n+1)] \psi_{mnp} = 0, \qquad (34)$$

$$[\partial_{r_{12}} r_{12}(s - r_{12}) \partial_{r_{12}} + \partial_{r_{12}} t(s - r_{12}) \partial_t + \partial_t t(s - r_{12}) \partial_{r_{12}} + \partial_t (s r_{12} - t^2) \partial_t + m(m+2)] \psi_{mnp} = 0, \qquad (35)$$

$$[\partial_s s^2 \partial_s + \partial_s st \partial_t + \partial_t st \partial_s + \partial_t t^2 \partial_t + \partial_t t r_{12} \partial_{r_{12}} + \partial_{r_{12}} t r_{12} \partial_t + \partial_{r_{12}} r_{12}^2 \partial_{r_{12}} + \partial_{r_{12}} s r_{12} \partial_s + \partial_s s r_{12} \partial_{r_{12}} - 4 + (2p+6)\varepsilon s - \varepsilon^2 s^2] \psi_{mnp} = 0. \qquad (36)$$

La dernière équation peut s'écrire plus simplement.

$$\left[\frac{1}{s^4} \partial_s s^4 \partial_s - \frac{4}{s^2} + \frac{1}{s^2} \chi (\chi + 2s \partial_s + 3) + (2p+6)\frac{\varepsilon}{s} - \varepsilon^2\right] \cdot \psi_{mnp} = 0,$$

$$\chi = r_{12} \partial_{r_{12}} + t \partial_t. \qquad (37)$$

On démontre que

$$(\chi)_{mn}^{m'n'} = \begin{cases} m, & (a) \\ (-)^{m-m'} 2\sqrt{(m+1)(m'+1)}, & (b) \\ 0, & (c) \end{cases}$$

$$(\chi^2)_{mn}^{m'n'} = \begin{cases} m^2, & (a) \\ (-)^{m-m'} 2\sqrt{(m+1)(m'+1)}\,[m + m' + (m - m' - 1)(m + m' + 2)], & (b) \\ 0, & (c) \end{cases}$$

(a) $m' = m$, $n' = n$. (b) $m' < m$, $n' = n$. (c) autres cas.

L'élimination des variables t et r_{12} donne à l'équation (36) la forme finale

$$\left[\frac{1}{s^{2m+4}} \partial_s s^{2m+4} \partial_s + \frac{(m-1)(m+4)}{s^2} + (2p+6)\varepsilon/s - \varepsilon^2\right] \psi_{mnp} + \sum_{m'<m} (-)^{m-m'} 2\sqrt{(m+1)(m'+1)} \cdot \left[\frac{2}{s}\partial_s + \frac{1}{s^2} + \frac{(m-m')(m+m'+2)}{s^2}\right] \psi_{m'np} = 0. \qquad (38)$$

Ce résultat ne présente pas la simplicité de (33). En projetant sur la variété (m, n), on obtient l'équation d'une particule dans un espace à $(2m+5)$ dimensions. Faisons $m = 0$ dans (38).

$$\left[\frac{1}{s^4} \partial_s s^4 \partial_s - \frac{4}{s^2} + (2p+6)\frac{\varepsilon}{s} - \varepsilon^2\right] \psi_{mnp} / F_{mn} = 0. \qquad (39)$$

L'équation s'interprète dans un espace à cinq dimensions, avec un terme coulombien et un terme centrifuge. En combinant (34) et (35), on vérifie que

$$[\chi r_{12}(s - r_{12}) \chi + m(m+2) r_{12}^2 - n(n+1) s r_{12}] \psi_{mnp} = 0, \qquad (40)$$

$$[\partial_{r_{12}} r_{12}^2 (s - r_{12}) \partial_{r_{12}} + m(m+2) r_{12} - n(n+1) s] \cdot \psi_{mnp} / P_n = 0. \qquad (41)$$

Géométriquement parlant, on peut dire que l'équation (34) décrit le mouvement du noyau suivant l'ellipse dont les foyers sont figurés par les électrons (variable t/r_{12}). L'équation (41) régit la variation de la distance focale (variable r_{12}/s) et l'équation (39) la variation de la somme des distances du noyau aux électrons (variable s). Les variables du problème sont du genre sphéroïdal.

5. Conclusion. — La méthode développée permet de trouver sans ambiguïté la solution exacte de l'équation de Schrödinger des états S symétriques des atomes à deux électrons. Les difficultés rencontrées sont d'ordre pratique et proviennent du fait que toute détermination effective ne peut être entreprise qu'avec un nombre limité de termes. Le

problème est de classer ces derniers dans l'ordre le plus judicieux, de façon à les faire intervenir par ordre d'importance décroissante.

L'ordre choisi change chaque fois que l'on étudie un autre niveau d'énergie et celui-ci se stabilise à partir d'un rang d'approximation optimum. Un critère de stabilité consiste à s'assurer que l'écart quadratique moyen du hamiltonien est négligeable. On peut admettre qu'il en est ainsi si l'intégrale extrémale dont il a été question est elle-même négligeable. Un autre critère consiste à vérifier le théorème du viriel.

La méthode s'étend à l'étude des autres états spectroscopiques, en particulier à celle des états S antisymétriques. Les fonctions de base ne sont plus les mêmes. La dépendance des variables ρ et τ est exprimée par les polynômes $F^{(a)}_{mn}$ d'indice n impair. L'équation de Schrödinger est ramenée à la résolution d'un système linéaire analogue à (12). Le traitement des états P, plus difficile, a également été entrepris. Les déterminations numériques correspondantes exigent des calculs très volumineux et ne sont pas faites à l'heure actuelle. Il est permis de penser que les fonctions d'onde qui en résulteront, constitueront un bon point de départ pour une meilleure détermination théorique de la structure fine de l'hélium.

Pour terminer, nous dirons que le champ d'application de la méthode ne se restreint pas au seul problème des états stationnaires des atomes à deux électrons. Dans une certaine mesure, le procédé décrit s'accommode bien d'un changement du rapport des masses des particules ou de la loi des forces à laquelle elles obéissent, dans le cadre d'un problème plus général.

Manuscrit reçu le 24 juin 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Pluvinage (P.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 675.
[2] Pluvinage (P.) et Munschy (G.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 157.
[3] Erdelyi (A.), Higher Transcendental Functions, McGraw-Hill Book Co, New-York, 1953.
[4] Morse et Feshbach, Methods of Theoretical Physics, McGraw-Hill Book Co, New-York, 1953.
[5] Munschy (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 767.
[6] Appel (P.) et Kampé de Fériet (J.), Fonctions hypergéométriques et hypersphériques, polynômes d'Hermite, Gauthier-Villars, Paris, 1926.
[7] Pluvinage (P.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 474.

INFORMATION

Une deuxième semaine internationale d'études supérieures des méthodes physiques d'analyse, organisée par le Groupement pour l'avancement des méthodes spectrographiques, aura lieu du 9 au 13 décembre 1957. Elle comprendra dix Conférences magistrales et des visites de Laboratoires Industriels. Pour tous renseignements, s'adresser au : Secrétariat du G. A. M. S. — Boîte Postale 19 à *Arcueil* (Seine).

II. ÉTUDE DE L'INFLUENCE DU TERME DE FIERZ SUR LA FORME DU SPECTRE β^- DE ^{90}Y.

Par Mlle T. YUASA, Mme J. LABERRIGUE-FROLOW
Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France

et L. FEUVRAIS,
Laboratoire de Synthèse Atomique, Ivry.

Pour une transition unique et interdite du 1er ordre ($\Delta J = 2$, oui), la courbe de Fermi corrigée par C_{IT} doit être une droite. Or nous avions constaté dans une autre étude que la courbe de Fermi du spectre β^- corrigée pour C_{IT} de ^{204}Tl ($E_{max} = 0{,}73$ MeV, $\Delta J = 2$, oui) donnait une déviation par rapport à une droite au-dessous de 150 keV ou au-dessous de 400 keV si l'on tient compte, en plus, de l'effet d'écran, même avec une source très mince (~ 10 µg/cm^2) [1]. Ce fait est constaté également pour ^{204}Tl dans des résultats antérieurs [2] et celui de Zaroubine et al. [3] quelle que soit l'épaisseur des sources, alors que l'hypothèse de l'existence d'une 2e composante est presque infirmée [4].

Au cours de l'étude de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ à l'aide de la désintégration β^- de ^{90}Y

$$(E_{max} = 2{,}25 \text{ MeV}, \quad \Delta J = 2, \text{ oui})$$

décrite dans la 1re partie de cet article, nous avons également constaté qu'il existait une déviation de la courbe de Fermi corrigée par C_{IT} par rapport à la droite au-dessous de 500 keV avec une source pure (^{90}Sr $< 10^{-7}$ de ^{90}Y). L'intensité de la composante aboutissant au premier état excité 0^+ de ^{90}Zr n'influe pas sur la courbe de Fermi, Braden et al. [5] avaient déjà étudié le spectre de ^{90}Y séparé chimiquement et déposé sur une feuille de zapon par évaporation sous vide. Leur courbe de Fermi corrigée par C_{IT} dévie par rapport à la droite également au-dessous d'environ 500 keV. Cependant très récemment Pohm et al. [6] ont étudié le spectre β^- de ^{90}Y avec une source de 20 µg/cm^2 sur une feuille de 30 µg/cm^2 soit à l'aide d'un spectrographe magnétique à focalisation intermédiaire dont le pouvoir de résolution est 3 %, soit à l'aide d'un spectrographe à lentille mince ; ils ont trouvé une linéarité de la courbe de Fermi, aux erreurs expérimentales près, après la correction C_{IT} donnée par Rose et al. [7] en tenant compte de la nouvelle valeur de r_0 : $r_0 = 1{,}15 \times 10^{-13} A^{1/3}$ [8] et toutes les autres corrections nécessaires, y compris celles de pouvoir de résolution fini du spectromètre et de l'effet d'écran [9].

Étant donné que leur courbe de Fermi (figure 3, référence [6]) nous semble dévier légèrement au-dessous de 500 keV, et étant donné que leurs erreurs expérimentales sont assez grandes ($\geqslant 1{,}5$ % dans les coordonnées de la courbe de Fermi étant donné encore que nous pouvions avoir une source de ^{90}Y pure et d'activité spécifique assez élevée ($\geqslant 15$ mC/mg), nous avons étudié de nouveau la forme du spectre β^- de ^{90}Y.

Procédés expérimentaux. — Le spectrographe magnétique utilisé a été décrit précédemment. La source utilisée, préparée comme il a été indiqué [10] a une activité spécifique de 15 mC/mg, et une masse superficielle de 30 $\sim$ 40 µg/cm^2 déposée sur une feuille de LC 600 de ~ 20 µg/cm^2 ; le diamètre de la source est $\sim 2{,}5$ mm. Les erreurs statistiques de mesure sont de l'ordre de 0,6 à 1,5 % sur les ordonnées de la courbe de Fermi entre 100 keV et 500 keV.

Résultats expérimentaux. — Nous avons obtenu une très légère déviation de la courbe de Fermi corrigée par C_{IT} [7] par rapport à une droite au-dessous de 500 keV (*fig.* 1*b*) ; pour montrer l'influence de l'épaisseur de la source on montre dans la figure 1*a* la mesure faite avec une source plus épaisse. L'analyse de la courbe figure 1*b*, montre que cet écart correspondrait, si l'on suppose qu'il est dû à un embranchement β^-, à une composante β^- d'intensité d'environ $2{,}7 \times 10^{-3}$ de la composante principale.

Or il ne peut être dû à la composante β^- aboutissant au premier état excité de ^{90}Zr puisque l'intensité de celle-ci est $\sim 10^{-4}$ (partie I de cet article) et doit être indécelable dans une telle analyse.

Puisqu'il se produit toujours à la même énergie (~ 500 keV), quelles que soient les épaisseurs des différentes sources, il nous semble que cet écart ne doit pas être dû uniquement à la diffusion des β^- dans la source.

On n'a pas tenu compte de l'effet d'écran, mais il ne donnerait pas une déviation > 2 ‰ dans cet intervalle d'énergie pour ^{90}Y et il doit accentuer l'écart. L'influence du pouvoir de résolution fini est également insignifiant.

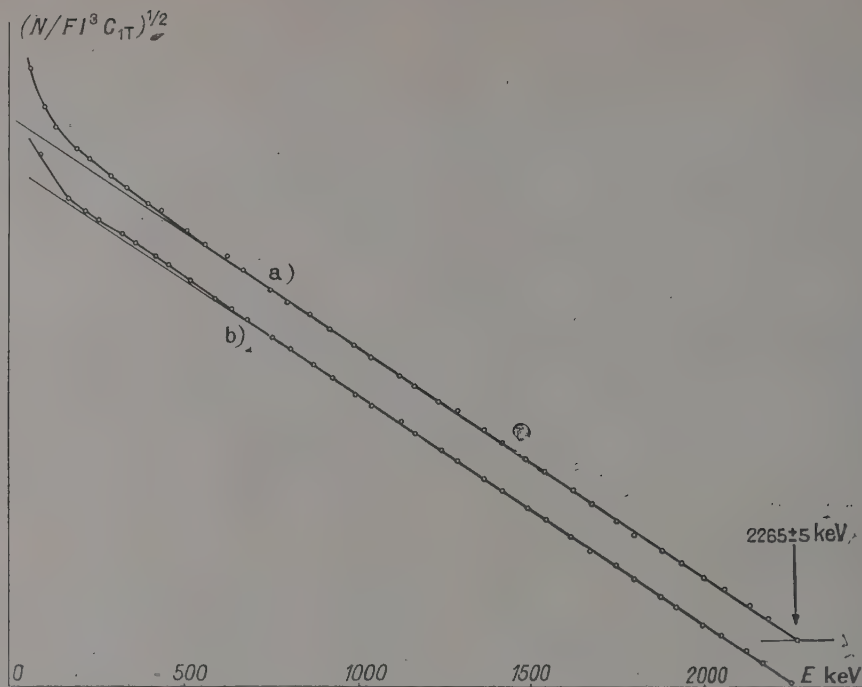


FIG. 1. — Droite de Fermi corrigée par C_{IT}. *a*) Source ~ 200 µg/cm². *b*) Source ~ 30 µg/cm².

Hypothèse du terme de Fierz. — Nous avons donc envisagé d'expliquer cet écart par l'influence du terme de Fierz pour une transition $\Delta J = 2$, oui, en supposant un mélange de l'interaction tensorielle T et celle vecteur axiale A comme dans le cas des transitions permises [11] (Davidson et al. estiment comme limite supérieure de φ, la valeur de 0,04).

Nous avons procédé à l'analyse suivante : Pour diverses valeurs de φ dans le terme de Fierz écrit sous la forme $(1 + 2\,\varphi/w)$, nous avons calculé δ_i et $\sqrt{\Sigma\delta_i^2}$ où δ_i est l'écart en % de chaque point représentant $\left(\frac{N}{F_0\ a^2\ I^3}\right)^{1/2} \Big/ \left(1 + \frac{2\varphi}{W_i}\right)^{1/2}$ par rapport à une droite moyenne passant par les points correspondants aux énergies les plus grandes : W_i comprise entre W_{max} et $/\ 3\ m_0 c^2$.

Nous avons obtenu l'accord le meilleur, c'est-à-dire le meilleur alignement des points pour la valeur de $\varphi = 0{,}0125$.

Pour cette valeur de φ, en effet, $\overline{\delta_i} = -0{,}13$ % et $\sqrt{\overline{\Sigma_i\ \delta_i^2}} = 0{,}51$ % et sont inférieurs aux écarts correspondants aux valeurs $\varphi = 0$ et $\varphi = 0{,}025$ (Tableau).

TABLEAU

$\varphi (m_0 c^2)$	$\overline{\delta_i}$ (%)	$\{\overline{\Sigma\delta_i^2}\}$ (%)
—	—	—
0	+ 0,56	0,81
0,0125	— 0,13	0,51
0,025	— 0,80	1,24

Discussion et conclusion. — Nous avons trouvé une déviation de la courbe de Fermi par rapport à une droite au-dessous de 500 keV pour ^{90}Y pour 2 sources dont les masses superficielles sont différentes. Cet écart pourrait être expliqué s'il y a un mélange des interactions T et A donnant un facteur de correction dû au terme de Fierz de $(1 + 0{,}025/W)$. Cette valeur du coefficient du terme de Fierz $\varphi = 0{,}0125$ est inférieure à la limite supérieure estimée par le calcul de Davidson $\varphi = 0{,}04$, et elle est, en conséquence, compatible avec son estimation.

En tout cas on peut dire que si le terme de Fierz existe dans le spectre β^- de ^{90}Y, φ ne dépasserait pas 0,03, même en tenant compte de l'effet d'écran (1).

Si l'écart observé n'est pas dû au terme de Fierz, il serait dû au moins en partie à la nature de la transition $\Delta J = 2$, oui, car on a trouvé la même tendance dans ^{204}Tl [1], [2], [3], ^{42}K [3], [6], ^{86}Rb [3], ^{90}Sr [6] et ^{137}Cs [6].

(1) C'est-à-dire $\varphi \equiv G_T G_A / (G_T^2 + G_A^2) < 0{,}03$ dans la théorie classique et

$$\varphi \equiv \frac{Re(G_T\ G_A{}^* + G'_T\ G'_A{}^*)}{|G_T|^2 + |G_A|^2 + |G'_T|^2 + |G'_A|^2} < 0{,}03$$

dans la nouvelle théorie qui est faite en tenant compte de la non conservation de la parité, où G_T, G_A et G'_T, G'_A sont respectivement les constantes de couplage dues aux interactions tensorielle et vecteur axiale pour lesquelles la parité est conservée et pour celles dont la parité n'est pas conservée.

Nous tenons à exprimer notre gratitude à M. le Pr F. Joliot pour tout l'intérêt qu'il a porté à ce travail ; nous remercions MM. M. Jean, R. Nataf, et C. Marty pour les discussions théoriques fructueuses que nous avons eues avec eux.

N. B. — A la fin de notre rédaction, nous venons de prendre connaissance d'un travail de O. E. Johnson (*Dissert. Abst.*, 1956, **16**, n° 10, 1924) qui a fait une étude analogue à la nôtre et qui aboutit à la conclusion : participation de A à T de même signe et de proportion de 10 à 16 %.

Manuscrit reçu le 26 juin 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Yuasa (T.), Laberrigue-Frolow (J.) et Feuvrais (L.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 39.
[2] Saxon et al., ⩽ 300 keV. Wu et al., ⩽ 150 keV Mateosian et al., ⩽ 150 keV (avec une source sans épaisseur). Kniglit et al., ⩽ 400 keV. Pour les référence voir [1].
[3] Dmitriev (A. G.) et Zaroubin (P. P.), *Izv. Acad. Nauk*, 1954, **18**, 580. Berlovitch (E. E.), Chae (D. M.) et Sabatev (A. B.), *Izv. Acad. Nauk*, 1956, **20**, 275.
[4] Yuasa (T.) et Laberrigue-Frolow (J.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 165. Frauenfelder (H.), β and γ Ray spectroscopy, Amsterdam 1955, p. 580.
[5] Braden (C. H.), Slack (L.) et Shull (F. B.), *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1964.
[6] Pohm (A. V.), Waddell (R. C.) et Jensen (E. N.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 1315.
[7] Rose (M. E.), Perry (C. L.) et Dismuke (N. M.), Oak Ridge National Laboratory unclassified report ORNL-1459. Ou β and γ Ray spectroscopy, Amsterdam, 1955, app.
[8] Pidd (R. W.), Hammer (C. L.) et Raka (E. C.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 436.
[9] Reitz (T. R.), *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 10.
[10] Bonnin (A.), *Bull. Soc. Chim.*, France, 1956, 1563.
[11] Davidson (J. S.) et Peaslee (D. C.), *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 1232.

REVUE DES LIVRES

Broda (Engelbert), **Louis Boltzmann, l'homme, le physicien et le philosophe. (Ludwig Boltzmann, Mensch, Physiker, philosoph.)** 1 vol., 15,5 × 21,5 cm, viii + 152 pages, Ed. Franz Deuticke, Wien, 1955, D. M. 9,50 (en allemand).

Paru peu avant le cinquantenaire de la mort de Boltzmann, l'ouvrage de E. Broda constitue avant tout un hommage de l'Autriche contemporaine à son plus grand physicien. C'est aussi une intéressante contribution à l'histoire de la physique pour la seconde moitié du xixe siècle, où Boltzmann fut l'un de ceux qui préparèrent le plus efficacement la voie de la physique moderne. Enfin, il nous transmet un important message d'un philosophe des théories scientifiques, et, par là, nous ramène directement au centre des préoccupations de la science contemporaine.

M. Jessel.

Rocard (Y.), **Électricité.** (1 vol., 17 × 24 cm, vi + 613 pages, Masson et Cie, 1956, broché 3.000 F., relié 3.500 F.)

Deuxième édition revue et augmentée.

La première édition datait de 1951. Quatre chapitres nouveaux lui ont été ajoutés :

Généralités sur la détermination des champs, problèmes de potentiel (IVe partie, chap. III).

Appareils électromécaniques vibrants. Transducteurs.

Excitation par choc des circuits électriques, calcul opérationnel. Régimes transitoires. Constantes de temps (Ve partie, chap. V et VI).

Les semi-conducteurs, transistors et appareils dérivés VIIIe partie, chap. VI).

Sont également à signaler quelques paragraphes nouveaux insérés dans la IVe partie (Électrodynamique) ou dans la Ve partie (Courant alternatif) et portant notamment sur les pompes électromagnétiques et sur la force contre-électromotrice des moteurs à courant alternatif.

M. Jessel.

EXTENSION DE LA THÉORIE FONCTIONNELLE DES CORPUSCULES AU NUCLÉON ET AU PHOTON.

Par Florence AESCHLIMANN,
Institut Henri-Poincaré, Paris.

1. **Introduction.** — Dans un article précédent [1] nous avons étendu la théorie fonctionnelle des corpuscules au cas d'un corpuscule de Pauli ou d'un corpuscule de Dirac. Nous nous proposons de l'étendre ici au cas d'un corpuscule de spin 1/2 possédant un spin isotopique (nucléon) ou une « chiralité » et au cas d'un corpuscule de spin 1 obtenu par fusion. A l'équation $\mathcal{E}(\psi) = 0$ de la mécanique ondulatoire, nous ferons correspondre encore dans ces cas une équation non linéaire pour l'onde physique u

$$\mathcal{E}(u) = Q(u, \nabla). \tag{1}$$

Nous devrons alors, comme dans le cas d'un corpuscule de Dirac, envisager diverses possibilités pour le terme non linéaire Q.

2. **Corpuscule à spin isotopique.** — Pour un corpuscule comme le nucléon possédant un spin isotopique, la partie linéaire $\mathcal{E}(u)$ a la même forme que dans le cas de Dirac, mais la masse numérique m_0 est à remplacer par l'opérateur de masse $\mathbf{m}$ et la charge électrique, par l'opérateur de charge $\mathbf{q}$. On peut poser [2]

$$\left[\mathbf{m} = \frac{1}{2}(m_p + m_n).\mathbf{1} + (m_p - m_n)\boldsymbol{\tau}_z\right]; \quad \mathbf{q} = \frac{e}{2}(1 + \tau_z) \tag{2}$$

où $\boldsymbol{\tau}_x$, $\boldsymbol{\tau}_y$, $\boldsymbol{\tau}_z$ sont les matrices de Pauli de rang 2 qui forment une base d'un anneau à condition de les compléter par l'unité $\mathbf{1}$. On doit faire le produit direct de l'anneau de spin isotopique par l'anneau des $\boldsymbol{\alpha}$ pour constituer l'anneau des opérateurs du nucléon.

On peut alors, pour le nucléon comme pour l'électron de Dirac, envisager plusieurs façons de développer la théorie. L'équation (1) prend la forme explicite

$$[\Sigma\, \boldsymbol{\alpha}_i \mathbf{P}_i + \boldsymbol{\alpha}_4\, \mathbf{m}c]\, u = Q(u, \nabla)$$

où

$$\mathbf{P}_i = i\hbar \frac{\partial}{\partial x_i} + \frac{1}{c}\mathbf{q}.A_i, \qquad \mathbf{P}_4 = -\frac{i\hbar}{c}\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{c}\mathbf{q}.V.$$

$\mathbf{q}$ étant l'opérateur défini par (2).

1° On peut poser la condition suivante : quand on sait que le nucléon est soit dans l'état proton soit dans l'état neutron, il se comporte strictement comme un corpuscule de Dirac. Si l'on fait cette hypothèse, de la forme du terme Q pour un corpuscule de Dirac, on déduit immédiatement sa forme pour un nucléon. Le spin isotopique apparaît alors comme un procédé formel pour réunir en un seul deux types de corpuscules sans lien véritable.

2° On peut au contraire ne pas imposer la condition précédente au nucléon. Alors cette fois les termes non linéaires introduisent une liaison intrinsèque entre les deux états du nucléon.

Comme dans le cas du corpuscule de Dirac, le terme Q se décompose en des termes correspondant à chaque équation. Ici on aura 8 équations de la forme

$$\mathbf{L}_i\, u_i = Q_i(u, \nabla) \qquad i = 1, \ldots, 8,$$

où $\mathbf{L}_i$ est un opérateur linéaire. On peut, comme dans le cas de Dirac, développer $\mathbf{Q}$ sur la base de l'anneau fondamental, mais ici une base complète est formée par $16 \times 4 = 64$ éléments, soit :

$$\mathbf{Q} = \sum_{i,j=1}^{16,4} \mathcal{N}_{i,j}\, \boldsymbol{\alpha}_i\, \boldsymbol{\tau}_j$$

ici encore on peut faire diverses hypothèses pour réduire le développement. Si les termes non-linéaires dérivent d'un quadri-potentiel (cas 1°), on n'aura que 4 valeurs pour l'indice i, soit $\mathcal{N}_{1,j}$, $\mathcal{N}_{2,j}$, $\mathcal{N}_{3,j}$, $\mathcal{N}_{4,j}$; si l'on ne fait pas cette hypothèse mais une autre parmi celles envisagées dans l'article précédent [1], on aura davantage de termes dans le développement. Pour faire un choix fondé, il faut attendre que la théorie ait été développée davantage.

3. **Corpuscule doué de chiralité.** — Satosi Watanabé [3] récemment, a utilisé un système de matrices de rang 8 pour représenter un corpuscule doué de chiralité (handedness). Pour ces matrices, nous pouvons adopter comme base celle utilisée dans le paragraphe précédent et obtenue par produit direct de la base de l'anneau des $\boldsymbol{\alpha}$ par celle de la base de l'anneau de spin isotopique. Nous pouvons aussi faire choix d'une base mieux adaptée à ce cas.

Outre les opérateurs $\boldsymbol{\Gamma}_\mu$, nous aurons l'opérateur de chiralité $\mathbf{X}$, les opérateurs $\boldsymbol{\Lambda}$ et $\boldsymbol{\Theta}$ de Watanabé. Comme dans le cas de l'électron de Dirac ou dans celui du nucléon, diverses hypothèses peuvent être

faites sur les termes non-linéaires. On peut développer la matrice **Q** sur la base choisie, soit

$$\mathbf{Q} = \sum_{i=1}^{64} \mathcal{N}_i \, \boldsymbol{\beta}_i$$

en désignant par $\boldsymbol{\beta}_i$ les 64 éléments de la base adoptée, et $\mathcal{N}_i$ les expressions dépendant de u constituant les coefficients du développement sur cette base. On peut alors envisager, comme pour les autres types de corpuscules, diverses hypothèses pour réduire ce développement.

4. **Cas du photon.** — La méthode faisant correspondre à une équation de mécanique ondulatoire $\mathcal{E}(\psi) = 0$ une équation non-linéaire $\mathcal{E}(u) = Q(u, \nabla)$ pour l'onde physique u s'étend san difficulté au cas des corpuscules obtenus par la méthode de fusion, de spin quelconque, en particulier à tout corpuscule de spin 1. Les termes non-linéaires peuvent introduire des liaisons entre les divers états de spin du corpuscule ou divers états de masse (comme cela s'est présenté pour le nucléon) ce que ne donne pas la théorie linéaire.

Bornons-nous au cas du photon de Louis de Broglie (particule non chargée de spin maximum 1 obtenue par fusion). On part de deux demi-photons obéissant à des équations de Dirac

$$\mathbf{L}\psi = 0, \qquad \mathbf{L}^+ \varphi = 0$$

où $\mathbf{L}^+$ correspond à l'antiparticule. Nous aurons en théorie fonctionnelle

$$\mathbf{L}u = Q(u, \nabla), \qquad \mathbf{L}^+ v = Q^+(v, \nabla).$$

Si Q est convenablement choisi, à chaque solution u^+ correspondant à une énergie positive, on pourra associer une solution u^- correspondant à la même énergie et impulsion changées de signe (en l'absence de champ extérieur) et on posera $v = (u^-)^*$. u^- satisfait à $\mathbf{L}u = Q(u, \nabla)$, alors v satisfera à l'équation imaginaire conjuguée

$$\mathbf{L}^* v = Q^*(v, \nabla)$$

donc

$$\mathbf{L}^+ = \mathbf{L}^* \quad \text{et} \quad Q^+ = Q^* \quad \text{tandis que} \quad v = (u^-)^*.$$

Il paraît essentiel en théorie de Dirac d'imposer que Q soit tel qu'il y ait des solutions à énergie positive u^+ et à énergie négative u^-. Ceci constitue donc une condition à laquelle Q doit satisfaire pour un corpuscule de Dirac.

On pose alors

$$\mathbf{A}_r = \boldsymbol{\alpha}_r \odot \mathbf{1}, \qquad \mathbf{B}_r = -(-1)^r \, \mathbf{1} \odot \boldsymbol{\alpha}_r$$

c'est-à-dire que, tous les indices variant de 1 à 4, on a

$$(\mathbf{A}_r)_{ik,lm} = (\boldsymbol{\alpha}_r)_{il} \, \delta_{km}, \quad (\mathbf{B}_r)_{ik,lm} = -(-1)^r \, (\boldsymbol{\alpha}_r)_{km} \cdot \delta_{il}$$

et M. Louis de Broglie [4] a adopté comme équations du photon

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \Phi_{ik}}{\partial t} + \left(\frac{\partial}{\partial x}\mathbf{A}_1 + \frac{\partial}{\partial y}\mathbf{A}_2 + \frac{\partial}{\partial z}\mathbf{A}_3 + k\mu_0 \, c\mathbf{A}_4\right)\Phi_{ik} = 0$$

$$-\frac{1}{c}\frac{\partial \Phi_{ik}}{\partial t} + \left(\frac{\partial}{\partial x}\mathbf{B}_1 + \frac{\partial}{\partial y}\mathbf{B}_2 + \frac{\partial}{\partial z}\mathbf{B}_3 + k\mu_0 \, c\mathbf{B}_4\right)\Phi_{ik} = 0.$$

Pour abréger, désignons-les respectivement par

$$\mathbf{L}_A \, \Phi_{ik} = 0, \qquad \mathbf{L}_B \, \Phi_{ik} = 0.$$

On peut combiner ces deux équations en effectuant leur somme et leur différence. Les équations que l'on obtient ainsi sont

$$\mathbf{L}_+ \, \Phi_{ik} = 0, \qquad \mathbf{L}_- \, \Phi_{ik} = 0$$

en posant

$$\mathbf{L}_+ =_d \frac{1}{2}(\mathbf{L}_A + \mathbf{L}_B), \qquad \mathbf{L}_- =_d \frac{1}{2}(\mathbf{L}_A - \mathbf{L}_B). \qquad (6)$$

Selon la méthode que nous avons adoptée, nous poserons comme équation pour l'onde u du photon en théorie fonctionnelle

$$\mathbf{L}_A \, u_{ik} = Q_{A_{ik}}(u, \nabla) \; ; \qquad \mathbf{L}_B \, u_{ik} = Q_{B_{ik}}(u, \nabla),$$

ou encore

$$\mathbf{L}_+ \, u_{ik} = Q_{+,ik}(u, \nabla) \; ; \qquad \mathbf{L}_- \, u_{ik} = Q_{-,ik}(u, \nabla)$$

en posant

$$Q_+ = \frac{1}{2}(Q_A + Q_B) \; ; \quad Q_- = \frac{1}{2}(Q_A - Q_B). \qquad (4)$$

Inversement on a

$$Q_A = Q_+ + Q_-, \qquad Q_B = Q_+ - Q_-.$$

5. **Développement des termes Q.** — Ici deux hypothèses peuvent être faites : 1° Q_A et Q_B viennent directement et sans modification du terme Q de l'équation en u pour le corpuscule de Dirac par le processus de fusion ; 2° Q_A et Q_B contiennent une partie ne provenant pas de l'équation en u non-linéaire pour le corpuscule de Dirac. On ne peut pour le moment se prononcer sur l'adéquation de l'une ou de l'autre de ces hypothèses.

Dans le cas de l'hypothèse 2°, comme l'anneau fondamental complet pour le photon est formé par le produit direct des anneaux de chaque demi-photon, on a donc pour cet anneau complet une base de $16 \times 16 = 256$ éléments.

Si Q_+ et Q_- ont la forme la plus générale, on peut les développer sur cette base, ils auront chacun 256 termes et ce développement mettra en évidence la variance de chacun des termes.

$$Q_+ = \sum_{ij} \mathcal{N}_{ij}^+ \, \boldsymbol{\alpha}_i \odot \boldsymbol{\alpha}_j \, u, \qquad Q_- = \sum_{ij} \mathcal{N}_{ij}^- \, \boldsymbol{\alpha}_i \odot \boldsymbol{\alpha}_j \, u$$

et il en sera de même de Q_A et Q_B. Ce seront alors

ces termes qui exprimeront la solidarité existant entre les deux demi-photons.

Dans le cas de l'hypothèse 1°, Q_A et Q_B proviennent d'un corpuscule de Dirac et par suite ne concernent chacun qu'un demi-photon, on aura

$$Q_A = Q_D \odot 1; \qquad Q_B = 1 \odot Q_D^*.$$

Dans ce cas, Q_A et Q_B développés sur la base de l'anneau fondamental auront chacun 16 termes au plus :

$$Q_A = \sum_{ij} \mathcal{N}_i^A . \alpha_i \odot \mathbf{1} . u, \qquad Q_B = \sum_{ij} \mathcal{N}_j^B . \mathbf{1} \odot \alpha_j u$$

où les $\mathcal{N}$ sont exactement ceux d'un corpuscule et ceux d'un anticorpuscule de Dirac.

A première vue, il ne paraît pas satisfaisant que le photon ou tout autre corpuscule de spin maximum 1 qui forme une unité indissoluble soit formé de deux demi-particules sans aucun lien intrinsèque entre elles. On peut poser

$$Q_A = Q_A^0 + Q_{BA}, \qquad Q_B = Q_B^0 + Q_{AB}$$

où Q_A^0 et Q_B^0 désignent les termes issus d'un corpuscule de Dirac. On peut toujours poser cette décomposition, mais il semble naturel de supposer que Q_{BA} et Q_{AB} ne sont pas nuls de façon que les deux demi-photons soient étroitement solidaires. Alors avec ces hypothèses, on a

$$Q_+ = \frac{1}{2}(Q_A^0 + Q_B^0) + \frac{1}{2}(Q_{BA} + Q_{AB});$$

$$Q_- = \frac{1}{2}(Q_A^0 - Q_B^0) + \frac{1}{2}(Q_{BA} - Q_{AB}).$$

Alors dans ce cas Q_A^0 et Q_B^0 viennent strictement par le processus de fusion d'un corpuscule de Dirac isolé (ils satisfont à l'hypothèse 1°) tandis que Q_{BA} et Q_{AB} sont les termes supplémentaires traduisant l'interaction directe des deux demi-photons. Ces termes peuvent n'avoir, sur la base de l'anneau fondamental, des coefficients $\mathcal{N}$ non nuls respectivement que pour les 16 termes $\boldsymbol{\alpha}_j \odot \mathbf{1}$ et les 16 termes $\mathbf{1} \odot \boldsymbol{\alpha}_j$, ils peuvent aussi avoir d'autres termes à coefficients non nuls.

6. **Compatibilité de l'équation de condition.** — L'équation

$$\mathbf{L}_+ u = Q_+(u, \nabla) \tag{5}$$

est une équation d'évolution contenant $\partial u/\partial t$ dans la partie linéaire $\mathbf{L}_+$; au contraire

$$\mathbf{L}_- u = Q_-(u, \nabla) \tag{6}$$

est une équation de condition ne contenant pas $\partial u/\partial t$ dans sa partie linéaire $\mathbf{L}_-$. Chacune de ces équations fournit 16 équations entre les 16 composantes de u.

Il faut que les équations (5) et (6) soient compatibles et ceci vient imposer des conditions aux termes Q : il faut d'abord qu'il y ait des solutions u de (5) qui à un instant initial t_0 satisfassent également à (6), ensuite que si à un instant t_0 cette condition est remplie, à tout instant ultérieur la solution u de (5) satisfasse encore à (6). On peut aussi exiger davantage et poser que toute solution acceptable des équations (5) soit en même temps solution de (6). Par de telles conditions, on restreint l'indétermination qui règne sur les termes Q.

Soit une solution u_{ik} de (5) qui à l'instant initial t_0 satisfait à l'équation de condition (6). Les u_{ik} satisferont encore à (6) à tout instant si la dérivée par rapport au temps de $\mathbf{L}_- u - Q_-$ est constamment nulle, c'est-à-dire si l'on a

$$\frac{\partial u}{\partial t}\mathbf{L}_- u = \frac{\partial}{\partial t} Q_-(u, \nabla).$$

En prenant la dérivée de Q il faut faire attention au fait que Q_- est une fonctionnelle de u, c'est une expression contenant u et ses dérivées. D'autre part $\partial/\partial t$ commute avec $\mathbf{L}_-$, d'où

$$\mathbf{L}_- \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} Q_-(u, \nabla). \tag{7}$$

mais $\partial u/\partial t$ du premier membre peut être remplacé par son expression tirée de (5) :

$$\frac{1}{c}\frac{\partial u_{ik}}{\partial t} = \left(\frac{\partial}{\partial x_j}\frac{\mathbf{A}_j + \mathbf{B}_j}{2} + k\mu_0 c \frac{\mathbf{A}_4 + \mathbf{B}_4}{2}\right) u_{ik} - Q_{+ik}(u, \nabla).$$

En portant cette expression dans l'équation précédente, on constate en effectuant le calcul que

$$\mathbf{L}_-\left(\mathbf{L}_+ + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\right) = \mathbf{0};$$

il reste donc l'équation

$$\mathbf{L}_- Q_+(u, \nabla) + \frac{\partial}{\partial ct} Q_-(u, \nabla) = 0, \tag{8}$$

Si l'on pose que pour toute solution acceptable u de (5) l'équation (6) doit être vérifiée à tout instant (et ceci doit être posé), il faut que les termes non-linéaires Q_+ et Q_- soient tels que pour toute solution acceptable u de (5), l'équation (8) soit vérifiée. Ceci vient limiter l'arbitraire qui régnait jusqu'ici sur les Q. Cette équation peut encore être transformée en l'exprimant au moyen de $\mathbf{L}_A$, $\mathbf{L}_B$, Q_A, Q_B, il suffit de se reporter aux définitions (3) et (4) et on obtient

$$\left(\mathbf{L}_A - \mathbf{L}_B + 2\frac{\partial}{\partial ct}\right) Q_A(u, \nabla) + \left(\mathbf{L}_A - \mathbf{L}_B - 2\frac{\partial}{\partial ct}\right) Q_B(u, \nabla) = 0 \tag{9}$$

qui nous fournit une équation entre Q_A et Q_B. Si l'on pose que pour toute solution acceptable u de (5) l'équation (6) doit être vérifiée à tout instant, alors Q_A et Q_B doivent être tels que pour toute solution acceptable de (5) l'équation (9) soit vérifiée.

Si l'on pose au contraire que u est solution des équations

$$\mathbf{L}_A\, u = Q_A, \qquad \mathbf{L}_B\, u = Q_B$$

alors les relations (7), (8), (9) sont des conséquences des équations précédentes automatiquement satisfaites ; dans ce cas les conditions imposées à Q_A et à Q_B sont que les équations précédentes admettent un ensemble convenable de solutions communes.

Pour vérifier que (7), (8), (9) sont des conséquences des équations précédentes il suffit de remplacer Q_A et Q_B par $\mathbf{L}_A\, u$ et $\mathbf{L}_B\, u$ et de constater qu'on obtient alors une identité ; on a en effet

$$\left[\left(\mathbf{L}_A - \mathbf{L}_B + 2\frac{\partial}{\partial ct}\right)\mathbf{L}_A + \left(\mathbf{L}_A - \mathbf{L}_B - 2\frac{\partial}{\partial ct}\right)\mathbf{L}_B\right] u = 0.$$

Tenons compte de la relation opératorielle

$$(\mathbf{L}_A - \mathbf{L}_B)\,(\mathbf{L}_A + \mathbf{L}_B) = -\,2(\mathbf{L}_A - \mathbf{L}_B)\,(\partial/\partial ct)$$

qui transforme la relation précédente en

$$[(\partial/\partial ct)\,(\mathbf{L}_A - \mathbf{L}_B) - (\mathbf{L}_A - \mathbf{L}_B)\,(\partial/\partial ct)]\; u = 0$$

ce qui est bien une identité, car $\mathbf{L}_A - \mathbf{L}_B$ est indépendant du temps et commute avec la dérivation par rapport à t.

Ainsi suivant la façon dont est défini l'ensemble des fonctions u que l'on considère, la relation (8) est une condition sur les termes non-linéaires Q ou au contraire est une identité. Il en est de même pour les relations (7) et (9) qui sont équivalentes à (8).

7. Autre forme des équations du photon. — On peut aussi mettre les équations du photon sous une autre forme en posant

$$\mathbf{L}_C = {}_d(1/2)\,(\mathbf{B}_4\,\mathbf{L}_A + \mathbf{A}_4\,\mathbf{L}_B),$$
$$\mathbf{L}_D = {}_d(1/2)\,(\mathbf{B}_4\,\mathbf{L}_A - \mathbf{A}_4\,\mathbf{L}_B)$$

alors

$$Q_C = {}_d(1/2)\,(\mathbf{B}_4\,Q_A + \mathbf{A}_4\,Q_B),$$
$$Q_D = {}_d(1/2)\,(\mathbf{B}_4\,Q_A - \mathbf{A}_4\,Q_B)$$

d'où les équations

$$\mathbf{L}_C\, u = Q_C(u, \nabla) \qquad (10)$$
$$\mathbf{L}_D\, u = Q_D(u, \nabla)\,; \qquad (11)$$

dans cette combinaison, on a séparé les 32 équations du photon en 16 équations contenant la masse μ_0 et 16 équations ne contenant pas μ_0.

On peut alors poser la condition que les équations (10) suffisent à fixer l'évolution de la fonction u. Appliquons l'opérateur

$$(1/c)\,(\partial/\partial t)\,(1/2)\,(\mathbf{A}_4 - \mathbf{B}_4)$$

à l'équation (10), comme le fait M. Louis de Broglie [5]. On trouve aisément

$$\frac{1}{2c}\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{A}_4 - \mathbf{B}_4)\,\mathbf{L}_C = \left[-\frac{1}{2}(\mathbf{B}_4\,\mathbf{A}_i - \mathbf{A}_4\,\mathbf{B}_i)\,\partial_i(\mathbf{A}_4 + \mathbf{B}_4) - k\mu_0\, c(\mathbf{B}_4 - \mathbf{A}_4)\right]\frac{1}{2c}\frac{\partial}{\partial t}. \qquad (12)$$

Remplaçons $\frac{1}{2}(\mathbf{A}_4 + \mathbf{B}_4)\,\frac{1}{c}\frac{\partial u}{\partial t}$ par sa valeur tirée de (10), soit :

$$\frac{1}{2}(\mathbf{A}_4 + \mathbf{B}_4)\,\frac{1}{c}\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{2}\,\partial_i(\mathbf{B}_4\,\mathbf{A}_i + \mathbf{A}_4\,\mathbf{B}_i) + k\mu_0\, c\mathbf{A}_4\,\mathbf{B}_4]\; u - Q_C.$$

En portant cette valeur dans (12) et en supprimant les termes qui se détruisent, nous obtenons le premier membre d'une équation qui après réduction et une légère transformation prend la forme suivante :

$$\mathbf{L}_D\, u = \frac{1}{2k\,\mu_0\, c}\,\mathbf{A}_4\,\mathbf{B}_4\,[(\mathbf{B}_4\,\mathbf{A}_i - \mathbf{A}_4\,\mathbf{B}_i)\,\partial_i + (\mathbf{B}_4 - \mathbf{A}_4)\,\partial_{ct}]\; Q_C.$$

Cette équation est une conséquence directe de (10).

Si nous voulons que (10) suffise à fixer l'évolution de u, il faut que pour toute solution acceptable de (10) le terme non-linéaire Q_D soit égal au second membre de cette équation. Ceci détermine donc l'expression de Q_D en fonction de Q_C sous cette condition, soit :

$$Q_D = \frac{1}{2k\,\mu_0\, c}\,\mathbf{A}_4\,\mathbf{B}_4\,[(\mathbf{B}_4\,\mathbf{A}_i - \mathbf{A}_4\,\mathbf{B}_i)\,\partial_i + (\mathbf{B}_4 - \mathbf{A}_4)\,\partial_{ct}]\; Q_C. \qquad (13)$$

On pourrait transformer sans difficulté cette relation en une relation entre Q_A et Q_B ; on obtiendrait une relation de forme analogue à (9). Posons pour simplifier l'écriture

$$\mathbf{F} = {}_d(\mathbf{B}_4\,\mathbf{A}_i - \mathbf{A}_4\,\mathbf{B}_i)\,\partial_i + (\mathbf{B}_4 - \mathbf{A}_4)\,\partial_{ct}$$

alors la relation précédente écrite au moyen de Q_A et Q_B devient

$$(\mathbf{A}_4\,\mathbf{B}_4\,\mathbf{F} - 2k\,\mu_0\, c)\,\mathbf{A}_4\,Q_A + (\mathbf{A}_4\,\mathbf{B}_4\,\mathbf{F} + 2k\,\mu_0\, c)\,\mathbf{A}_4\,Q_B = 0.$$

On peut au contraire exprimer Q_A et Q_B en fonction de Q_C et Q_D, car des définitions posées plus haut nous tirons

$$Q_A = \mathbf{B}_4(Q_C + Q_D), \qquad Q_B = \mathbf{A}_4(Q_C - Q_D).$$

Si l'on pose alors que l'équation (10) suffit à fixer l'évolution de la fonction u, on a la relation (13) qui donne Q_D en fonction de Q_C et par suite on peut exprimer Q_A et Q_B en fonction de Q_C ;

des relations précédentes on tire immédiatement

$$Q_A = \left(\mathbf{B}_4 + \frac{1}{2k\,\mu_0\,c}\,\mathbf{A}_4\,\mathbf{F}\right) Q_C$$

$$Q_B = \left(\mathbf{A}_4 - \frac{1}{2k\,\mu_0\,c}\,\mathbf{B}_4\,\mathbf{F}\right) Q_C.$$

Si l'on veut imposer à la fois les deux conditions (9) et (13) il faut porter dans (9) les expressions précédentes de Q_A et Q_B, d'où une condition imposée à Q_C.

Si l'on impose la condition (13), il n'y a plus qu'un seul terme non-linéaire Q_C en fonction duquel s'expriment les autres termes non-linéaires. Comme il y a 16 fonctions u_{ik} et que l'on a en tout 32 équations, il n'est pas possible que Q_A et Q_B soient indépendants, on a nécessairement des conditions de compatibilité.

Manuscrit reçu le 31 mai 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Aeschlimann (F.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 562).
[2] Destouches (J. L.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1944, **129**, 575. Méson et théorie des forces nucléaires (Réunions Louis de Broglie sur le méson), Éd. *Revue d'Optique*, 1945, p. 129-165.
[3] Watanabe (Satosi), Theory of particles with chirality. Mémoire ronéographié, mai 1957 (à paraître ultérieurement dans *Phys. Rev.*).
[4] Broglie (Louis de), Une nouvelle théorie de la lumière (Hermann, Paris, 1940), p. 148.
[5] *Ibid.*, p. 151.

ERRATUM

Article de M. Jean Laval, *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 247 :

Page 251, équations (21) et suivante,

au lieu de :

$$C_3{}^{m-}_{\beta}{}^{p}_{\alpha} = \sum_{\substack{q \\ (m\neq p;\,p\neq q;\,q\neq m)}} \left(\mathcal{C}^{m-}_{\alpha}{}^{p,q}_{\beta} + \mathcal{C}^{q-}_{\beta}{}^{m,p-q}_{\alpha} - \mathcal{C}^{m-}_{\alpha}{}^{p,p-q}_{\beta} - \mathcal{C}^{q-}_{\alpha}{}^{m,m-p}_{\beta}\right) \qquad (21)$$

En outre :

$$C_2{}^{m-}_{\alpha}{}^{m}_{\beta} = C_2{}^{m-}_{\alpha}{}^{m}_{\beta} - -\sum_{\substack{p \\ (p\quad m)}} C_2{}^{m-}_{\alpha}{}^{p}_{\beta}$$

lire :

$$C_3{}^{m-}_{\alpha}{}^{p}_{\beta} = \sum_{\substack{q \\ (m\neq p;\,p\neq q;\,q\neq m)}} \left(\mathcal{C}^{m-}_{\alpha}{}^{p,q}_{\beta} + \mathcal{C}^{q-}_{\alpha}{}^{m,p-q}_{\beta} - \mathcal{C}^{m-}_{\alpha}{}^{p,p-q}_{\beta} - \mathcal{C}^{q-}_{\alpha}{}^{m,m-p}_{\beta}\right) \qquad (21)$$

En outre :

$$C_2{}^{m-}_{\beta}{}^{m}_{\alpha} = C_2{}^{m-}_{\alpha}{}^{m}_{\beta} = -\sum_{\substack{p \\ (p\neq m)}} C_2{}^{m-}_{\alpha}{}^{p}_{\beta}$$

RAYONS DES NOYAUX « MIROIRS ».

Par M. GEORGES MOUCHITZKY,
Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France (1).

1. Introduction. — On sait que les expériences de diffusion des électrons de 500 MeV sur les noyaux et les études du spectre des atomes « mésiques » donnent une valeur du rayon nucléaire $R = r_0 A^{1/3}$ avec $r_0 = 1{,}2 - 1{,}3$ fermi* [1], tandis que la différence des énergies coulombiennes entre deux noyaux « miroirs », obtenue à partir de l'énergie des désintégrations β, conduit à une valeur plus grande $r_0 = 1{,}4$ fermi. Cette dernière valeur était obtenue en admettant une répartition uniforme de charge dans le noyau.

Divers auteurs ont obtenu la différence des énergies coulombiennes avec le modèle en couches par un calcul de perturbation ; elle dépend d'un paramètre lié au rayon nucléaire et en identifiant cette différence avec celle que l'on obtient expérimentalement (énergie des désintégrations β), ils ont trouvé un rayon nucléaire en assez bon accord avec la valeur $r_0 = 1{,}30$ fermi. Ainsi Jancovici [2] a calculé pour les paires des noyaux « miroirs » $A = 15$ et $A = 17$ le rapport du rayon « coulombien » R_c, obtenu en supposant une répartition uniforme de charge, au rayon « mésonique » R_m, résultant de ce calcul de perturbation. Ce calcul était fait en supposant que le potentiel moyen du modèle en couches a la forme d'un « puits carré » et en appliquant la méthode de Slater [3]. Carlson et Talmi [4] ont étudié systématiquement tous les noyaux « miroirs » en prenant un potentiel d'oscillateur harmonique et en utilisant une formule de Racah pour calculer l'énergie coulombienne des noyaux en couplage jj. Ils ont trouvé que les valeurs r_0 diminuent de 1,54 à 1,20 fermi quand A augmente de 3 à 27 et que pour A plus grand les valeurs r_0 augmentent un peu en moyenne.

Nous prendrons ici le modèle en couches avec un potentiel d'oscillateur harmonique et nous utiliserons la méthode de Slater pour les noyaux « miroirs » jusqu'à $A = 17$; nous obtiendrons ainsi en couplage jj pour ces noyaux « miroirs » le rapport R_c/R_m de Jancovici ainsi que la valeur r_0 à partir de ce rapport. En couplage LS les valeurs coïncident dans certains cas avec celles en couplage jj, dans d'autres cas elles en diffèrent légèrement, enfin il arrive que les états LS à considérer ne sont pas bien définis, comme nous verrons pour la paire $A = 11$; en fait on a alors un mélange de configuration LS, résultant d'un couplage intermédiaire.

(1) En congé de l'Université de Belgrade.
(*) 1 fermi = 10^{-13} cm.

2. La méthode de Slater. — La méthode de Slater a été imaginée pour calculer comme une perturbation l'énergie coulombienne des atomes, résultant des interactions entre les électrons et peut être appliquée d'une manière tout à fait similaire au problème actuel.

a) Le cas simple est celui où l'on a un seul proton sur la dernière sous-couche occupée ou bien un « trou » sur cette sous-couche. Dans le premier cas les fonctions d'onde antisymétriques du système que l'on peut former sont des déterminants de Slater, qui ne diffèrent que par le nombre quantique magnétique m de ce proton unique sur la sous-couche. Ceci correspond à un état quantique unique $J = j$ pour l'ensemble des protons avec $(2j + 1)$ sous-états magnétiques $M = m$; pour un « trou » il existe de même un état similaire $M = -m$. Dans le cas où les protons remplissent des sous-couches complètement la méthode ci-dessus est également valable, puisqu'on a un état unique et un déterminant de Slater unique $J = 0$, $M = 0$. On obtient alors en couplage LS l'énergie coulombienne moyenne :

$$< E_c > = \Sigma\, T(n_1 l_1 m_1,\ n_2 l_2 m_2) = \Sigma\, \mathcal{J}(n_1 l_1 m_1,\ n_2 l_2 m_2) - \Sigma\, K(n_1 l_1 m_1,\ n_2 l_2 m_2). \quad (1)$$

où les sommes sont étendues à toutes les paires des protons. Les termes $\mathcal{J}$ et K ont les valeurs suivantes :

$$\mathcal{J}(n_1 l_1 m_1,\ n_2 l_2 m_2) = \sum_{K=0}^{2l_<} a^K(l_1 m_1,\ l_2 m_2)\, F^K(n_1 l_1,\ n_2 l_2) \quad (2)$$

$$K(n_1 l_1 m_1,\ n_2 l_2 m_2) = \delta(s_1,\ s_2) \sum_{K=|l_1-l_2|}^{l_1+l_2} b^K(l_1 m_1,\ l_2 m_2)\, G^K(n_1 l_1,\ n_2 l_2)$$

où $l_<$ est la plus petite valeur de l_1 et l_2, δ est le symbole de Kronecker, a^K et b^K sont des intégrales sur les angles polaires et sont tabulées, et F^K et G^K sont les intégrales radiales

$$F^K(n_1 l_1,\ n_2 l_2) = e^2 \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{r_<^K}{r_>^{K+1}} R^2(r_1\,;\ n_1 l_1)\, R^2(r_2\,;\ n_2 l_2)\, dr_1\, dr_2 \quad (3)$$

$$G^K(n_1 l_1, n_2 l_2) = e^2 \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{r_<^K}{r_>^{K+1}} R(r_1; n_1 l_1)\, R(r_1; n_2 l_2)\, R(r_2\,;\ n_1 l_1)\, R(r_2\,;\ n_2 l_2)\, dr_1\, dr_2$$

$R(r\,;\,nl)$ représente la partie radiale de la fonction d'onde multipliée par r, $r_<$ est la plus petite et $r_>$ la plus grande des valeurs r_1 et r_2.

Si on passe du couplage LS au couplage jj, on peut exprimer tous les termes T comme des combinaisons linéaires des F^K et G^K, dont les coefficients sont aussi tabulés [5].

b) Dans tous les autres cas on doit appliquer la méthode plus générale des traces donnée par Slater. On a alors plusieurs états antisymétriques $|JM>$ combinaisons linéaires des états $|m_1, m_2, \ldots m_p>$ représentées par des déterminants de Slater. Si C est le potentiel coulombien, on a

$$\sum_J < JM|C|JM > = \sum_{(m_1,\ldots,m_p)} < m_1, \ldots, m_p|C|m_1, \ldots, m_p > \qquad (4)$$

où la somme est étendue à toutes les combinaisons $(m_1 \ldots m_p)$ telles que $m_1 + m_2 + \ldots + m_p = M$. Cette relation résulte de l'invariance de la trace d'une matrice quand on effectue une transformation unitaire. Chaque terme du second membre peut être calculé comme dans le cas *a*).

3. **Les valeurs des intégrales radiales.** — Prenons maintenant un potentiel d'oscillateur harmonique. La fonction $R(r\,;\,nl)$ dans le cas $n = 1$**, qui intervient seul pour $A \leqslant 17$, est

$$R(r\,;\,1l) = N_1\, e^{-\frac{1}{2}\nu r^2}\, r^{l+1} \qquad (5)$$

$$N_l^2 = \sqrt{\nu/\pi}\;\, 2^{l+2}\, \nu^{l+1}/(2l+1)\,!!).$$

Les formules (3) donnent alors

$$F^K(1l_1, 1l_2) = e^2 N_{l_1}^2 N_{l_2}^2 \int_0^\infty r_1^{2l_1-K+1}\, e^{-\nu r_1^2}\, dr_1 \int_0^{r_1} r_2^{2l_2+K+2}\, e^{-\nu r_2^2}\, dr_2$$
$$+ e^2 N_{l_1}^2 N_{l_2}^2 \int_0^\infty r_1^{2l_1+K+2}\, e^{-\nu r_1^2}\, dr_1 \int_{r_1}^\infty r_2^{2l_2-K+1}\, e^{-\nu r_2^2}\, dr_2 \qquad (6)$$

$$G^K(1l_1, 1l_2) = e^2 N_{l_1}^2 N_{l_2}^2 \int_0^\infty r_1^{l_1+l_2-K+1}\, e^{-\nu r_1^2}\, dr_1 \int_0^{r_1} r_2^{l_1+l_2+K+2}\, e^{-\nu r_2^2}\, dr_2$$
$$+ e^2 N_{l_1}^2 N_{l_2}^2 \int_0^\infty r_1^{l_1+l_2+K+2}\, e^{-\nu r_1^2}\, dr_1 \int_{r_1}^\infty r_2^{l_1+l_2-K+1}\, e^{-\nu r_2^2}\, dr_2.$$

Toutes les intégrales qui interviennent ici peuvent être calculées par intégration par partie directement ou en utilisant des formules de récurrence. Si on désigne les états $l = 0$, $l = 1$, $l = 2$ avec les lettres s, p, d, on obtient

$$\begin{array}{ll}
F^0(s,\ s) = 2e^2\sqrt{\nu/2\pi} & G^0(s,\ s) = 2e^2\sqrt{\nu/2\pi} \\
F^0(s,\ p) = (5/3)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} & G^1(s,\ p) = e^2\sqrt{\nu/2\pi} \\
F^0(p,\ p) = (3/2)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} & F^2(p,\ p) = (5/6)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} \\
G^0(p,\ p) = (3/2)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} & G^2(p,\ p) = (5/6)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} \\
F^0(s,\ d) = (43/30)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} & G^2(s,\ d) = (1/2)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} \\
F^0(p,\ d) = (27/20)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} & F^2(p,\ d) = (3/4)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} \\
G^1(p,\ d) = (11/12)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} & G^3(p,\ d) = (7/12)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} \\
F^0(d,\ d) = (151/120)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} & F^2(d,\ d) = (91/120)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} \\
F^4(d,\ d) = (21/40)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} & G^0(d,\ d) = (151/120)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} \\
G^2(d,\ d) = (91/120)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi} & G^4(d,\ d) = (21/40)\, e^2\sqrt{\nu/2\pi}.
\end{array} \qquad (7)$$

4. **Le rayon « mésonique » et le rayon « coulombien ».** — Définissons $< r^2 >$ par

$$< r^2 > = \int_0^\infty r^2\, \rho(r)\, 4\pi r^2\, dr \Big/ \int_0^\infty \rho(r)\, 4\pi r^2\, dr \qquad (8)$$

où $\rho(r)$ est la densité de charge dans le noyau. Si cette densité est constante pour $0 \leqslant r \leqslant R_m$, on a

$$< r^2 > = (3/5)\, R_m^2.$$

Nous prendrons cette relation comme la définition du rayon « mésonique »

$$R_m = \sqrt{(5/3) < r^2 >}. \qquad (9)$$

La différence entre les énergies de deux noyaux « miroirs » pour une distribution uniforme est

$$\Delta E_c = E_{c(Z+1)} - E_{c(Z)} = (6/5)\, \frac{Z e^2}{R}.$$

(**) D'après la notation de Mayer et Feenberg.

Cette formule donne la définition du rayon « coulombien »

$$R_c = (6/5)\,(Z\,e^2/\Delta E_c) \qquad (10)$$

ΔE_c peut être calculé par la méthode de Slater indiquée, en fonction du paramètre ν d'oscillateur harmonique. De même $< r^2 >$ pour l'oscillateur harmonique a la valeur

$$< r^2 > = \frac{1}{Z}\sum_{i=1}^{Z} < r^2 >_i \qquad (11)$$

$$< r^2 >_i = (1/\nu)\left[2(n_i - 1) + l_i + \frac{3}{2}\right].$$

De préférence à ν nous utiliserons le paramètre R défini par

$$R = \sqrt{2/\nu}. \qquad (12)$$

5. **Étude des noyaux « miroirs » en couplage jj.** — Nous appliquerons maintenant les formules précédentes aux noyaux « miroirs » de $A = 3$ jusqu'à $A = 17$. Nous pouvons alors exprimer ΔE_c, R_c et R_m en fonction du peramètre R et calculer le rapport R_c/R_m et r_0 :

$$x = R_c/R_M\,; \quad r_0 = \frac{1{,}739.10^{-13}\,Z}{x\,A^{1/3}.(\Delta E_c)_{\text{MeV}}}. \qquad (13)$$

Dans les cas $A = 3$, 5, 11, 13, 15, 17 nous pouvons appliquer la méthode simple de Slater et nous obtenons les résultats suivants :

a) Paire ($_1\text{H}^3_2$, $_2\text{He}^3_1$). Pour la configuration $jj(nljm_j)$ du second noyau

(10 1/2 1/2)|(10 1/2 — 1/2)

nous obtenons :

$$\Delta E_c = F^0(s, s) = 1{,}129\, e^2/R$$

et $x = 0{,}951$; $r_0 = 1{,}658$ fermi.

b) Paire ($_2\text{He}^5_3$, $_3\text{Li}^5_2$). La configuration

(10 1/2 1/2) (10 1/2 — 1/2)|(11 3/2 3/2)

donne

$$\Delta E_c = 2F^0(s, p) - (1/3)\ G^1(s, p) = 1{,}693\, e^2/R$$

et $x = 1{,}268$; r_0 indéterminé (noyaux instables).

c) Paire ($_5\text{B}^{11}_6$, $_6\text{C}^{11}_5$). Pour la configuration

(10 1/2 1/2) (10 1/2 — 1/2) (11 3/2 3/2) (11 3/2 1/2) (11 3/2 — 1/2)|(11 3/2 — 3/2)

nous avons

$$\Delta E_c = 2F^0(s, p) + 3F^0(p, p) - (1/3)\ G^1(s, p) - (1/5)\ G^2(p, p) = 4{,}138\, e^2/R$$

et $x = 1{,}096$; $r_0 = 1{,}292$ fermi.

d) Paire ($_6\text{C}^{13}_7$, $_7\text{N}^{13}_6$). Avec la configuration

(10 1/2 1/2) (10 1/2 — 1/2) (11 3/2 3/2) (11 3/2 1/2) (11 3/2 — 1/2) (11 3/2 — 3/2)|(11 1/2 1/2)

on a

$$\Delta E_c = 2F^0(s, p) + 4F^0(p, p) - 1/3\ G^1(s, p) - (2/5)\ G^2(p, p) = 4{,}891\, e^2/R$$

et $x = 1{,}095$; $r_0 = 1{,}350$ fermi.

e) Paire ($_7\text{N}^{15}_8$, $_8\text{O}^{15}_7$). La configuration

(10 1/2 1/2) (10 1/2 — 1/2) (11 3/2 3/2) (11 3/2 1/2) (11 3/2 — 1/2) (11 3/2 — 3/2) (11 1/2 1/2)|(11 1/2 — 1/2)

donne

$$\Delta E_c = 2F^0(s, p) + 5F^0(p, p) - (1/3)\ G^1(s, p) - (2/5)\ G^2(p, p) = 5{,}737\, e^2/R$$

et $x = 1{,}078$; $r_0 = 1{,}313$ fermi.

f) Paire ($_8\text{O}^{17}_9$, $_9\text{F}^{17}_8$). Avec la configuration

(10 1/2 1/2) (10 1/2 — 1/2) (11 3/2 3/2) (11 3/2 3/2) (11 3/2 — 1/2) (11 3/2 — 3/2) (11 1/2 1/2) (11 1/2 — 1/2)|(12 5/2 5/2)

nous obtenons

$$\Delta E_c = 2F^0(s, d) + 6F^0(p, d) - (1/5)\ G^2(s, d) - (2/5)\ G^1(p, d) - (9/35)\ G^3(p, d) = 5{,}841\, e^2/R$$

et $x = 1{,}201$; $r_0 = 1{,}269$ fermi.

Dans les cas $A = 7$, 9 nous avons une dégénérescence en l'absence de perturbation et nous devons appliquer la méthode générale de Slater. Les résultats sont les suivants :

g) Paire ($_3\text{Li}^7_4$, $_4\text{Be}^7_3$). Prenons pour $_3\text{Li}^7_4$ la configuration

(10 1/2 1/2) (10 1/2 — 1/2) (11 3/2 3/2)

et nous pouvons calculer, comme dans les cas ci-dessus, l'énergie coulombienne totale $E_c(_3\text{Li}^7_4)$. Pour $_4\text{Be}^7_3$ nous avons les possibilités :

$J = 2 \qquad M = -2, -1, 0, 1, 2.$

$J = 0 \qquad M = 0.$

par conséquent même énergie en l'absence de perturbation pour les états $J = 0$ et $J = 2$. Pour les configurations

$M = 2$:

(10 1/2 1/2) (10 1/2 — 1/2) (11 3/2 3/2) (11 3/2 1/2)

$M = 0$:

(10 1/2 1/2) (10 1/2 — 1/2) (11 3/2 3/2) (11 3/2 — 3/2)
(10 1/2 1/2) (10 1/2 — 1/2) (11 3/2 1/2) (11 3/2 — 1/2)

calculons les énergies coulombiennes correspondantes :

$$E_{c_{(M=2)}} = E_{c_{(J=2)}} : \quad E_{c_{(M=0)}} = E_{c_{(J=0)}} + E_{c_{(J=2)}}$$

d'où on obtient $E_{c_{(J=0)}}$ et $E_{c_{(J=2)}}$.

Puisque la valeur doit être $J = 0$, nous avons $E_c({}_4Be^7_3) = E_{c_{(J=0)}}$ et de cette façon nous obtenons

$$\Delta E_c = 2F^0(s, p) + F^0(p, p) + (1/5)\, F^2(p, p) - (1/3)\, G^1(s, p) = 2{,}632\, e^2/R$$

et $x = 1{,}107$; $r_0 = 1{,}497$ fermi.

h) Paire (${}_4Be^9_5$, ${}_5B^9_4$). Pour ${}_4Be^9_5$ nous avons le résultat précédent $E_c({}_4Be^9_5) = E_c({}_4B^7_3)$. Avec la configuration de ${}_5Be^9_4$

(10 1/2 1/2)(10 1/2 —1/2) (11 3/2 3/2)(11 3/2 1/2) (11 3/2 —1/2)

calculons l'énergie coulombienne $E_c({}_5B^9_4)$ et de cette façon nous obtenons :

$$\Delta E_c = 2F^0(s, p) + 2F^0(p, p) - (1/3)\, G^1(s, p) - (2/5)\, G^2(p, p) = 3{,}196\, e^2/R$$

et $x = 1{,}163$; r_0 indéterminé.

6. **Discussion du problème en couplage LS.** — Dans les cas *a*, *b*, *e* et *f* nous avons un proton en dehors des couches saturées en *LS* ou un « trou » et les résultats en couplage *LS* sont les mêmes qu'en couplage *jj*. Dans les cas *d* et *g* il existe une dégénérescence en l'absence de perturbation, mais les résultats sont définis et ils ne diffèrent pas beaucoup de ceux en couplage *jj*. Mais dans les cas *c* et *h*, s'ils correspondent au couplage *LS*, les états ne sont pas connus et on peut donner seulement des limites inférieure et supérieure pour ΔE_c.

Prenons comme exemple la paire (${}_5B^{11}_6$, ${}_6C^{11}_5$). Pour ${}_5B^{11}_6$ nous avons les configurations possibles ($nlm_l\, s$) :

$M_L = \pm 2$: (10 1/2 1/2) (10 1/2 — 1/2) (11 ± 1/2) (11 ± 1 1/2) (11 ± 1 — 1/2)

$M_L = \pm 1$: (10 1/2 1/2) (10 1/2 — 1/2) (11 — 1 ± 1/2) (111 1/2) (11 ± 1 ∓ 1/2)

(10 1/2 1/2) (10 1/2 — 1/2) (110 1/2) (110 — 1/2) (11 ± 1 ± 1/2)

$M_L = 0$: (10 1/2 1/2) (10 1/2 — 1/2) (110 ± 1/2) (11 — 1 ± 1/2) (111 ± 1/2)

par conséquent des états ${}^2D$, ${}^2P$ et ${}^4S_{3/2}$ ou plutôt un mélange de ces états en couplage intermédiaire. Calculons les énergies coulombiennes correspondantes

$$E_{c_{(M_L=2)}} = E_{c_{(^2D)}}, \quad E_{c_{(M_L=1)}} = E_{c_{(^2D)}} + E_{c_{(^2P)}}$$

$$E_{c_{(M_L=0,\, M_S=3/2)}} = E_{c_{(^4S_{3/2})}}$$

et nous obtenons

$$E_{c_{(^2D)}} = 8{,}629\, e^2/R, \quad E_{c_{(^2P)}} = 8{,}742\, e^2/R$$

$$E_{c_{(^4S_{3/2})}} = 8{,}462\, e^2/R$$

donc

$$8{,}460\, e^2/R < E_{c_{({}_5B^{11}{}_6)}} < 8{,}742\, e^2/R$$

le mélange de configurations *LS* étant

$$\alpha\, {}^2D_{3/2} + \beta\, {}^2P_{3/2} + \gamma\, {}^4S_{3/2}$$

avec $|\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 = 1$.

D'une manière similaire nous trouvons pour ${}_6C^{11}_5$ les configurations ${}^1D_2$, ${}^3P$ et ${}^1S_0$ et nous obtenons

$$E_{c_{(^1D_2)}} = 12{,}803\, e^2/R, \quad E_{c_{(^3P)}} = 12{,}690\, e^2/R$$

donc

$$E_{c_{(^1S_0)}} = 12{,}972\, e^2/R$$

$$12{,}690\, e^2/R < E_{c_{({}_6C^{11}{}_5)}} < 12{,}972\, e^2/R.$$

Pour la différence des énergies coulombiennes en obtient alors

$$3{,}948\, e^2/R < \Delta E_c < 4{,}512\, e^2/R,$$

et en l'absence d'autre renseignement les valeurs de x et r_0 sont connues seulement dans les limites correspondantes.

7. **Conclusion.** — Assemblons tous les résultats en couplage *jj* dans le tableau suivant.

Les paires	ΔE_c (en e^2/R)	$x = R_c/R_M Z$	r_0 (en fermi)
1) (${}_1H^3_2$, ${}_2He^3_1$)	1,129	0,951	1,658 ± 0,002
2) (${}_2He^5_3$, ${}_3Li^5_2$)	1,693	1,268	—
3) (${}_3Li^7_4$, ${}_4Be^7_3$)	2,632	1,107	1,497 ± 0,001
4) (${}_4Be^9_5$, ${}_5Be^9_4$)	3,196	1,163	—
5) (${}_5B^{11}_6$, ${}_6C^{11}_5$)	4,138	1,096	1,292 ± 0,002
6) (${}_6C^{13}_7$, ${}_7N^{13}_6$)	4,891	1,095	1,350 ± 0,001
7) (${}_7N^{15}_8$, ${}_8O^{15}_7$)	5,737	1,078	1,313 ± 0,002
8) (${}_8O^{17}_9$, ${}_9F^{17}_8$)	5,841	1,201	1,269 ± 0,002

De celui-ci on peut conclure :

1) Les valeurs du rapport R_c/R_M en général diminuent, sauf à la fermeture des couches ($Z = 2$ et $Z = 8$) et au milieu de la sous-couche $p_{3/2}(Z = 4)$, où elles deviennent plus grandes, et à la fermeture de la sous-couche $p_{3/2}$, où elles sont stationnaires.

2) Les valeurs de r_0 montrent une allure similaire, sauf qu'elles ont une discontinuité à la fermeture de la sous-couche $p_{3/2}(Z = 6)$ et aucune discontinuité remarquable à la fermeture de la couche p ; elles sont en bon accord avec les valeurs obtenues par Carlson et Talmi.

Pour terminer, je voudrais exprimer ma très grande reconnaissance à M. Roger Nataf, qui m'a suggéré ce problème et qui m'a guidé et donné une aide remarquable pendant tout mon travail.

Manuscrit reçu le 2 juillet 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Hofstadter (R.), *Rev. Mod. Phys.*, 1956, **28**, 214.
[2] Jancovici (B.), *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 389.
[3] Slater (J.), *Phys. Rev.*, 1929, **34**, 1293.
[4] Carlson (B.) et Talmi (J.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 436.
[5] Condon (E.) et Shortley (G.), The Theory of Atomic Spectra (Cambridge, 1953), Chap. VI.

ERRATUM

Article de MM. A. Piekara et S. Kielich, *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 490.

Cet article donne le texte d'une conférence faite à la Sorbonne, devant la Société française de Physique, le 20 mai 1957.

Page 491, équation (5), second membre, *au lieu de premier facteur* $\gamma_j^{(q)}$, *lire* $\gamma_i^{(q)}$.

Page 492, équations (12), second membres,

au lieu de : $|< \alpha_{//}^{0} <_{0,H} \dots$ *lire* $|< \alpha_{//}^{0} >_{0,H} \dots$

et de : $|< \alpha_{//}^{0} <_{E,0} \dots$ *lire* $|< \alpha_{//}^{0} >_{E,0} \dots$

Page 492, 2e colonne, ligne avant les équations (20)

au lieu de : E_S, *lire* R_S

Page 494, 1re colonne, 4e égalité

au lieu de : $\Delta\varepsilon_{\text{sat}}^{m} = 2.10^{-5}$. *lire* $\Delta\varepsilon_{\text{sat}}^{m} = 3.10^{-5}$.

Page 495, figure 2, à droite, au-dessus de la 2e courbe à partir du haut

au lieu de : CO_2, *lire* CH_3

et la 3e courbe se rapporte à CS_2.

Page 495, équations 35, dernière équation.

au lieu de : $(1 + z < \cos\theta) >^2$

lire : $(1 + z < \cos\theta >)^2$

équations 38, dernière équation

au lieu de : $(1 \pm 5L)(1 \mp L)$

lire : $1 \mp 5L)(1 \pm L)$.

Page 496, 1re colonne, 2e alinéa, 10e ligne

au lieu de : E_S, *lire* R_S.

RÉSISTANCES ET CAPACITÉ INTERNES D'UNE PHOTOPILE AU SÉLÉNIUM AUX BASSES TEMPÉRATURES.

Par G. BLET,
Chef du Laboratoire de Photométrie du C. R. S. I. M.

I. Détermination de la capacité d'une photopile. — Plusieurs méthodes se présentent à l'esprit pour mesurer la capacité interne d'une photopile [1]. Nous en avons utilisé deux : *a*) la méthode directe qui consiste à mesurer l'intensité du courant alternatif qui traverse la capacité lorsqu'on lui applique une tension connue ; *b*) une méthode indirecte où la capacité inconnue est connectée aux bornes d'une bobine de self-induction : la mesure de la fréquence propre d'oscillation permet de connaître la valeur de la capacité.

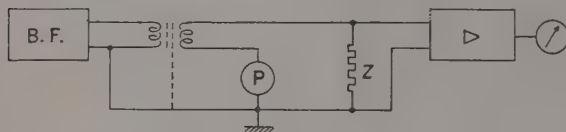


Fig. 1. — Schéma du circuit pour la mesure directe de C.

A. Méthode directe. — Nous avons réalisé le montage de la figure 1 où une tension alternative d'amplitude et de fréquence f constante est appliquée au circuit constitué par la photopile P et une résistance très faible Z en série. Étant données les nécessités de mise à la masse de ce circuit, la liaison au générateur se fait par l'intermédiaire d'un transformateur blindé spécial, à très faible capacité entre le secondaire d'une part et le primaire ou la masse d'autre part. Un amplificateur suivi d'un appareil de mesure est appliqué aux bornes de la résistance Z.

Pour que les mesures soient correctes, il est nécessaire que l'impédance de la capacité C de la photopile P soit très faible devant sa résistance interne R et très grande devant Z.

A la température ambiante : C est voisin de 4.10^{-9} F, R est voisin de 3.10^{6} ohms. On ne peut choisir f trop élevé à cause des capacités parasites du montage. En choisissant $f = 3\ 000$ Hz et $Z = 10$ ohms, la précision escomptée est supérieure à 1 % et s'améliore aux basses températures. L'ensemble est étalonné par substitution.

B. Méthode indirecte. — Nous utilisons cette fois un oscillateur très stable dont le circuit oscillant attaque la grille en dérivation et n'est de ce fait parcouru par aucun courant continu. La liaison à la grille est effectuée par une capacité de très faible valeur. Une capacité fixe de plus forte valeur et une résistance de charge aux bornes de la self à air diminuent le facteur de surtension du C-O en augmentant sa stabilité et en éliminant l'influence éventuelle de la résistance de fuite de la photopile.

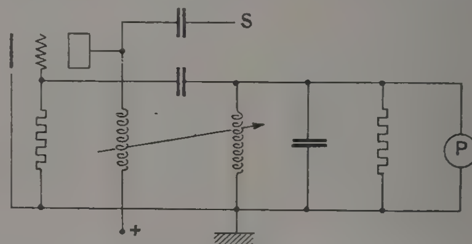


Fig. 2. — Schéma du circuit pour la mesure indirecte de C.

L'ensemble est conforme au schéma de principe de la figure 2.

Une sortie S par condensateur sur la plaque attaque un fréquencemètre à lecture directe classique à lampe amplificatrice écrêteuse suivie d'un circuit de charge à double diode au germanium et condensateur avec milliampèremètre en série (voir figure 3).

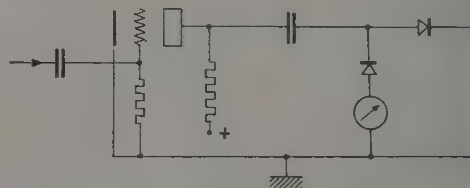


Fig. 3. — Fréquencemètre étalonné directement en C.

Comme précédemment l'ensemble est étalonné par substitution à la photopile de capacité connues.

Cette méthode semble plus sûre que la méthode directe et présente moins de causes d'erreur accidentelles ou systématiques.

C. Résultats de mesure en fonction de la température. — Les résultats obtenus sont, aux erreurs d'expérience près, identiques avec les deux méthodes, quoique leur reproduction soit meilleure avec la méthode de l'oscillateur.

Les variations de la capacité interne en fonction de la température pour une photopile maintenue à l'obscurité sont représentées par le graphique de la figure 4.

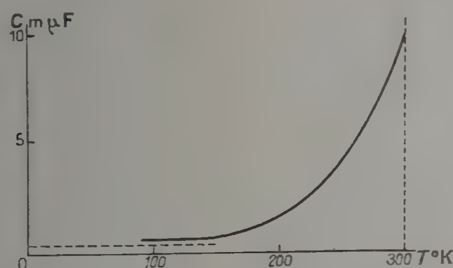


Fig. 4. — Variation de C avec la température absolue.

Le premier examen de cette courbe montre qu'après une décroissance très rapide d'allure exponentielle, la capacité tend vers une valeur limite $C_0 = 300$ pf. Il vient donc à l'esprit que la capacité mesurée est la somme d'une capacité fixe C_0 et d'une capacité C_1 variable avec la température et tendant vers zéro avec elle. Il devient intéressant de confronter les valeurs de LC_1 avec celles de $1/T$ pour chercher à voir si la diminution de capacité, lorsque la température diminue, ne serait pas due à l'abandon progressif d'un niveau de conduction par des électrons thermiques.

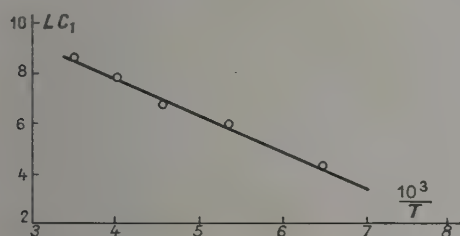


Fig. 5. — Variation de Log C_1 en fonction de $1/T$.

La figure 5 montre l'existence d'une relation linéaire entre LC_1 et $1/T$, ce qui permet d'écrire :

$$LC_1 = -\Delta E/kT + A \text{ avec } \Delta E = 0{,}17 \pm 0{,}02 \text{ eV.}$$

La relation peut se mettre sous la forme :

$$C_1 = \frac{\Gamma}{\exp \Delta E/kT}$$

à rapprocher de

$$n = \frac{N}{1 + \exp \Delta E/kT}$$

représentant le peuplement du niveau d'énergie ΔE en fonction de la température T.

Or dans le domaine des températures étudiées $T < 300$ °K, l'exponentielle est suffisamment grande pour que l'unité puisse être négligée devant elle. Il semblerait donc que la capacité C_1 soit proportionnelle à la concentration en électrons à un niveau situé à 0,17 eV.

Si l'on utilise une représentation similaire pour la conductance de la photopile (voir l'article précédent [2]), on constate que l'on peut admettre une loi linéaire avec une approximation du même ordre donnant la valeur $\Delta E = 0{,}18 \pm 0{,}02$ eV.

Il semble donc que l'on puisse admettre que capacité et conductance sont dus à la présence d'électrons libres de deux sortes : *a*) une première catégorie dont la concentration ne serait pratiquement pas influencée par la température ; *b*) une seconde catégorie dont la concentration varie selon la loi classique

$$n = \frac{N}{1 + \exp \Delta E/kT}$$

en donnant à ΔE la valeur

$$\Delta E = 0.175 \pm 0.02 \text{ eV.}$$

On peut alors écrire :

$$\gamma = \gamma_0 + \gamma_1.$$
$$C = C_0 + C_1.$$

La constante de temps RC de la photopile peut alors se calculer avec

$$1/R = (1/R_0) + (1/R_1) = (R_0 + R_1)/(R_0 R_1)$$

d'où :

$$RC = R_0 R_1 (C_0 + C_1)/(R_0 + R_1).$$

Si la température est élevée : $R_1 \ll R_0$ et $C_1 \gg C_0$ d'où : $RC = R_1 C_1 = C_1/\gamma_1 =$ constante d'après ce que nous venons de voir.

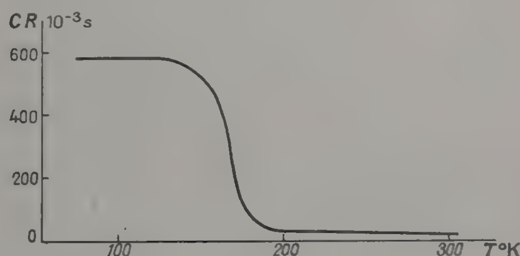


Fig. 6. — Variation de RC en fonction de T.

Pour les basses températures : $R_1 \to \infty$ et $C_1 \to 0$ d'où :

$$RC \to R_0 C_0.$$

La courbe $RC = f(T)$ est donc une courbe en S. C'est ce que l'expérience met en évidence (voir la figure 6).

II. **Influence de la resensibilisation.** — Comme dans l'étude des variations de résistance [3], [4], nous allons retrouver ici l'influence d'une bande spectrale centrée sur 0,75 μ. L'éclairement de la photopile refroidie, par une longueur d'onde de cette bande spectrale provoque la remontée de la

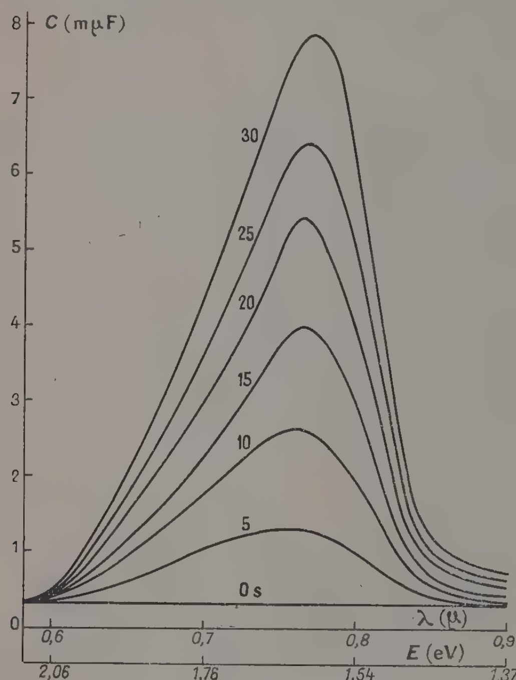


FIG. 7. — Courbes de resensibilisation à 80 °K en fonction de la longueur d'onde, pour diverses durées de 5 en 5 secondes.

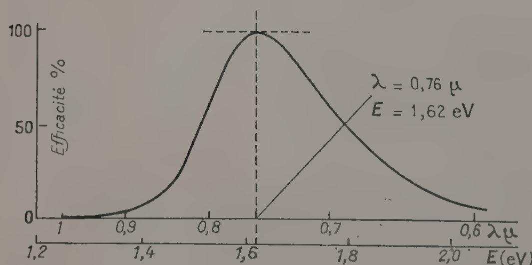


FIG. 8. — Courbe d'efficacité en fonction de l'énergie en électron-volt des photons incidents.

valeur de la capacité comme elle provoquait une diminution de la résistance. On peut étudier le phénomène en mesurant la vitesse de resensibilisation pour différentes longueurs d'onde. On obtient ainsi le réseau de courbes de la figure 7, sur laquelle est portée en abscisse la longueur d'onde de la radiation utilisée et en ordonnée la capacité de la photopile après des temps croissants d'éclairement avec une intensité énergétique de 2 microwatts.

On constate aisément que l'accroissement de capacité est très sensiblement proportionnel à la durée d'éclairement, autrement dit le nombre d'électrons transférés à un niveau de conduction, tant qu'il est faible, est proportionnel à l'énergie reçue, le coefficient de proportionnalité dépendant de la longueur d'onde.

La courbe d'efficacité est tracée sur la figure 8, en donnant au maximum la valeur unité.

On trouve sur ce graphique que le maximum d'efficacité a lieu pour une énergie des photons incidents de 1,62 ± 0,02 eV, soit pour une longueur d'onde de 0,76 μ environ.

III. **Réponse à un flux lumineux modulé.** — Pour étudier la réponse de notre photopile à un flux lumineux modulé [5], nous relions celle-ci à l'entrée d'un amplificateur à courant continu. Son entrée possède une résistance variable qui servira de résistance de charge à la photopile, et la sortie de cet amplificateur est reliée à un oscillographe cathodique. On peut ainsi enregistrer la trace du zéro et la modulation du courant de sortie. Les élongations maxima et minima du spot étant M et m, le taux de modulation a pour valeur

$$\tau = (M - m/M + m).$$

Un galvanomètre branché en série avec la résistance de charge indique la valeur moyenne

$$(M + m)/2.$$

La première constatation que l'on fait lorsque la température varie est que pour une résistance de charge donnée et une fréquence donnée, le taux de modulation diminue très vite dès que la température diminue. Sous une autre forme, on peut dire que l'abaissement de la température produit une diminution de la composante continue et de la

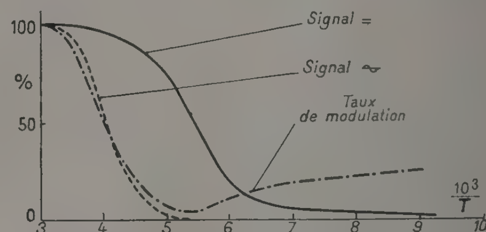


FIG. 9. — Variations de la composante continue, de la composante alternative et du taux de modulation en fonction de $1/T$.

composante modulée du courant photoélectrique, mais la composante modulée diminue plus rapidement que la composante continue : c'est ce que montre la figure 9 relative à la fréquence 333 Hz et à une résistance de charge de 3 000 ohms.

Ce résultat : diminution rapide du taux de modulation lorsque la température baisse, confronté avec la diminution rapide de la capacité dans les mêmes conditions, est en contradiction formelle avec la théorie classique des photopiles. D'après celle-ci en effet, la baisse de sensibilité en lumière modulée constatée lorsque la fréquence croît était imputée à la présence de la capacité interne en shunt aux bornes du générateur. Cette explication, valable à la température ambiante, ferait prévoir aux basses températures des phénomènes radicalement opposés à ceux que l'on constate. Nous devrons donc faire intervenir d'autres phénomènes plus complexes.

Le schéma classique de la photopile est représenté sur la figure 10.

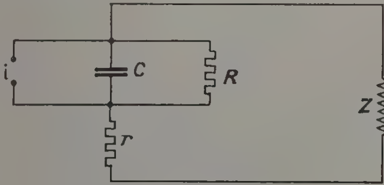


FIG. 10. — Schéma équivalent classique de la photopile.

Le générateur est une source d'électrons dont le débit est proportionnel à l'éclairement. Pour une modulation sinusoïdale de la lumière : $i = i_0 (1 + \sin \omega t)$, R est la résistance interne, r la résistance de conduction et Z la résistance de charge.

Posons :

$$1/\rho = (1/R) + (1/r + Z).$$

La mise en équation est très simple, la résolution l'est également et l'on trouve pour v, différence de potentiel aux bornes du condensateur :

$$v = \frac{\rho \cdot i_0}{\sqrt{1 + C^2 \rho^2 \omega^2}} (\sin \omega t + \varphi) + \rho i_0$$

avec

$$\mathrm{tg}\ \varphi = - C \rho \omega.$$

La différence de potentiel aux bornes de la résistance de charge Z vaut $v Z/(r + Z)$.

Le taux de modulation est égal à :

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{1 + C^2 \rho^2 \omega^2}}.$$

Si $C \rho \omega$ est petit devant l'unité, le taux de modulation est de 100 %. C'est le cas en particulier pour les résistances de charge très faibles. Ainsi pour une cellule de 10 mm de diamètre dont les constantes sont : $C = 10^{-8}$ F, $R = 10^6\ \Omega$, $r = 50\ \Omega$, une résistance de charge de 100 Ω assure un taux de modulation supérieur à 99 % pour toute fréquence inférieure à 20 000.

La figure 11 montre les variations de τ avec Z pour diverses fréquences.

L'accord avec la théorie n'est que qualitatif et ceci est bien compréhensible car nous avons raisonné avec des valeurs de C et R bien déterminées, alors que ces grandeurs varient avec l'éclairement. Toutefois les variations de τ avec Z et avec F sont bien dans le sens prévu par cette théorie simplifiée, les courbes ayant une asymptote horizontale $\tau_\infty = \dfrac{1}{\sqrt{1 + C^2 R^2 \omega^2}}$ pour $Z \to \infty$.

Par contre aux températures inférieures à la

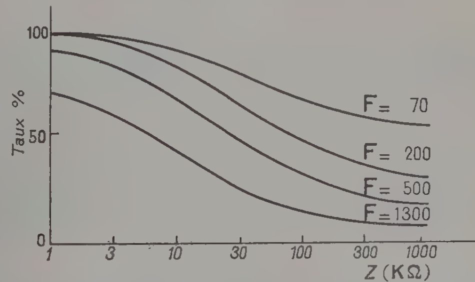


FIG. 11. — Variations à la température ambiante du taux de modulation en fonction de la fréquence et de la résistance de charge.

température ambiante, vers 225 °K par exemple, R et C ont varié considérablement tous les deux tout en maintenant RC pratiquement constant, alors que le courant moyen reste inchangé et que le taux de modulation tombe de 100 % à 25 % pour la fréquence 333 Hz.

Il est certain que la mobilité des électrons doit intervenir et il y a peut-être là un moyen d'étudier ses variations avec la température.

L'évolution simultanée de R et de C au cours des variations de température peut se mettre en évidence d'une manière très simple en appliquant à la photopile une tension alternative sinusoïdale de fréquence convenable et en faisant sur l'écran d'un oscillographe cathodique le Lissajous courant-tension. La forme de la courbe renseigne à la fois sur le module de l'impédance Z et sur l'angle de phase φ. Un film pris au cours de la resensibilisation (quelques minutes avec 2 microwatts de longueur d'onde 0,75 μ) montre de façon saisissante l'évolution de $|Z|$ et de Φ. Les photographies de la planche I ont été extraites de ce film, de 10 secondes en 10 secondes. La fréquence était de 60 000 Hz et la tension appliquée voisine de 2 volts.

Sur cette succession de photographies on constate très aisément les deux phénomènes survenant au cours de la resensibilisation : 1° l'augmentation de l'amplitude verticale indique une diminution d'impédance ; 2° la rotation de l'ellipse indique une diminution du déphasage.

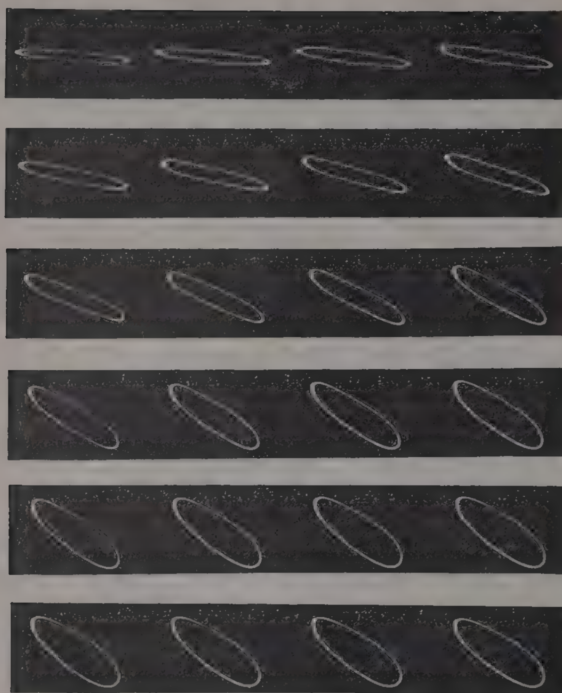


PLANCHE II. — Aspects de 10 secondes en 10 secondes de la courbe de Lissajous tension courant pour une photopile refroidie à 80 °K, au cours de la resensibilisation par un flux de 2 microwatts de longueur d'onde 0,75 μ.

Ces deux résultats sont en parfait accord avec les formules établies ci-dessus, pour les variations de R et de C.

IV. **Variations concomitantes de R et de C en fonction de l'éclairement.** — Nous avons déjà signalé il y a quelques années [1], [6] que les variations de résistance interne provoquées par un éclairement étaient accompagnées de variations de la capacité. Nous avons repris cette étude longueur d'onde par longueur d'onde en étudiant simultanément la dynamique de ces variations.

A. CAPACITÉ. — Nous pouvons enregistrer les variations de capacité au moyen du dispositif à oscillateur et fréquencemètre décrit ci-dessus. Une courbe typique obtenue est représentée sur la figure 12.

Cette courbe peut être divisée en quatre tronçons :

ab — à l'instant t_0, la cellule est éclairée et la capacité varie presque instantanément de la valeur C_0 à la valeur $C_1 > C_0$.

bc — à partir de cette valeur C_1 la capacité continue à croître lentement d'une façon pseudo-exponentielle jusqu'à une limite C_2.

cd — à l'instant t_1, l'éclairement est supprimé et la capacité redécroît presque instantanément jusqu'à la valeur C_3.

de — à partir de cette valeur la décroissance de la capacité se poursuit lentement de façon pseudo-exponentielle jusqu'à la valeur initiale C_0.

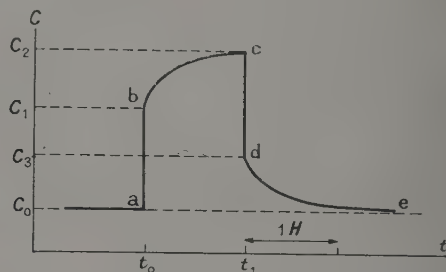


FIG. 12. — Variations de la capacité avec l'éclairement, en court-circuit.

Dans la mesure à l'oscillateur, la cellule est reliée à une bobine de self-induction, donc pratiquement (180 Ω) en court-circuit ohmique. Il est possible toutefois de laisser la cellule en circuit ouvert en la reliant par l'intermédiaire d'un condensateur de forte capacité (1 μF, par exemple). La mesure n'est pas modifiée, à 1 % près, mais la courbe de récupération est très différente, la partie rectiligne du début étant supprimée, ainsi que le montre l'enregistrement de la figure 13.

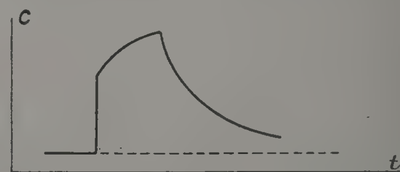


FIG. 13. — Variations de la capacité avec l'éclairement, en circuit ouvert.

On peut reprendre le tracé de la courbe type de la figure 12 en supprimant l'éclairement dès que le spot a atteint le point b. Dans ce cas la décroissance cd est instantanée et la portion exponentielle de la courbe de se réduit à très peu de chose.

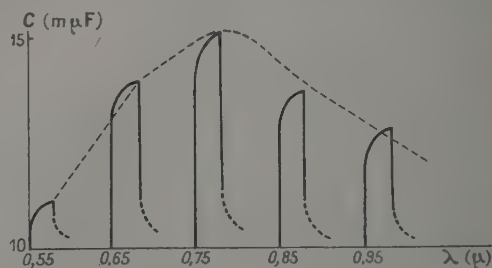


FIG. 14. — Variation de C avec l'éclairement pour diverses longueurs d'onde.

Ceci nous amène à envisager une dualité dans les phénomènes, deux au moins devant être mis en cause, avec des constantes de temps très différentes.

Si nous enregistrons cette courbe pour diverses valeurs de la longueur d'onde, mais avec des énergies identiques, nous obtenons l'ensemble de la figure 14, où la ligne en tirets joignant les sommets donne la courbe d'efficacité des diverses longueurs d'onde au point de vue de leur action sur la capacité. Ces courbes ont été obtenues avec une puissance de 2 microwatts.

Nous retrouvons une fois de plus la courbe de distribution avec maximum vers 0,75 μ.

B. Résistance. — Nous avons déterminé d'une manière identique les variations de résistance consécutives à un éclairement de 3 minutes avec 2 microwatts pour chaque longueur d'onde. Les courbes de récupération, fort semblables à celles relatives à la capacité, ne comportent toutefois pas la branche verticale à variation quasi instantanée, et la récupération semble plus rapide.

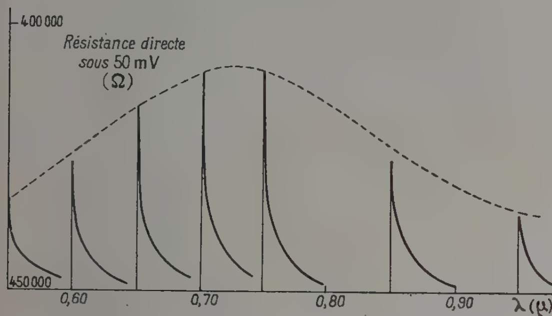


Fig. 15. — Variations de la résistance directe avec l'éclairement pour diverses longueurs d'onde.

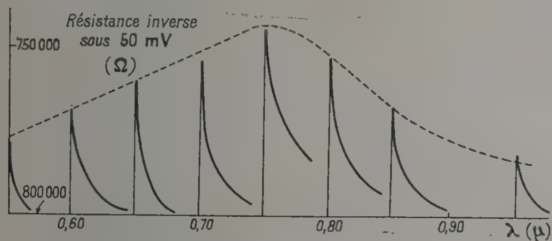


Fig. 16. — Variations de la résistance inverse avec l'éclairement pour diverses longueurs d'onde.

Les figures 15 et 16 sont relatives respectivement à la résistance directe et à la résistance inverse, mesurées toutes deux sous 50 millivolts.

V. Variations de C avec la polarisation. — L'application d'une tension de polarisation à la photopile modifie sa résistance interne ainsi que cela est connu (nous en avons publié une étude détaillée) et modifie également sa capacité interne. L'étude de ce phénomène peut se faire aisément avec le montage de l'oscillateur en mettant en série dans le circuit de la cellule une résistance très faible (10 Ω) parcourue par un courant convenable pour créer la polarisation cherchée.

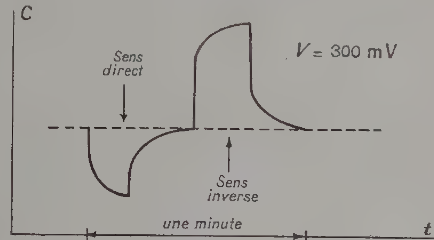


Fig. 17. — Variations de la capacité avec une tension de polarisation.

L'enregistrement de la figure 17 reproduit les variations de capacité observées lorsqu'on applique une tension de 300 millivolts soit dans le sens direct, soit dans le sens indirect.

Les courbes ressemblent beaucoup à celles obtenues par éclairement. Il convient toutefois de remarquer que l'échelle des temps est dilatée par un coefficient 60 : les constantes de temps des deux phénomènes sont donc très différentes. Sur les enregistrements originaux nous les avons estimées respectivement à : 40 à 50 minutes dans le cas de l'éclairement ; 4 à 5 secondes dans le cas de la polarisation.

... soit 600 fois moins environ.

VI. Résumé des résultats obtenus. — *A.* — A la température ambiante (300 °K) une photopile possède à l'obscurité et à l'état de repos une résistance interne R et une capacité interne C définies.

Toute cause agissant sur l'une de ces grandeurs agit en sens inverse sur l'autre et en général de telle sorte que RC reste constant :

a) les variations provoquées par l'application d'une tension de polarisation sont à constante de temps faible : 4 à 5 secondes ;

b) les variations causées par l'éclairement sont à constante de temps élevée : 40 à 50 minutes, et dépendent de la longueur d'onde de la lumière excitatrice. A puissance reçue égale, la longueur d'onde 0,76 μ est la plus active.

B. — Le refroidissement de la cellule et sa réactivation par des longueurs d'onde voisines de 0,76 μ produisent sur R et C des variations de sens contraire.

C. — Le refroidissement de la cellule produit une diminution rapide du taux de modulation du signal électrique correspondant à un éclairement modulé.

Le tableau ci-dessous rassemble ces résultats.

	R	C	Constante de temps	Taux de modulation
Courant positif	↗	↘	4 à 5 secondes	
Courant négatif	↘	↗	4 à 5 secondes	
Éclairement	↘	↗	40 à 50 minutes	
Refroidissement	↗	↘		↘
Resensibilisation ...	↘	↗		↗

Rappelons que le courant est dit positif s'il circule dans le même sens que le courant photoélectrique, et négatif dans le cas contraire.

Manuscrit reçu le 9 juillet 1957.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] Blet (G.), Variations de la résistance et de la capacité d'une photopile. *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 34-35 S.

[2] Blet (G.), Résistances et capacité internes d'une photopile au sélénium aux basses températures. *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 297-303.

[3] Blet (G.), De l'influence du proche infra-rouge aux basses températures sur les propriétés des photopiles au sélénium. *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 798-800.

[4] Blet (G.), La resensibilisation aux basses températures des photopiles au sélénium par l'action du proche infra-rouge. *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 121-127.

[5] Blet (G.), Inertie et capacité dans les photopiles *J. Physique Rad.*, 1957, **17**, 60-62 S.

[6] Blet (G.), Un nouveau type de fatigue des photopiles. *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 228-230.

[7] Blet (G.), Déterminations photoélectriques des énergies d'activation dans une photopile au sélénium. *Société française de Physique*. Section Méditerranée, 29 juin 1956.

SUR LES NIVEAUX EXCITÉS DU ^{161}Dy.

Par Michel VERGNES,

Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France.

Introduction. — Les niveaux excités du ^{161}Dy atteints par désintégration β^- du ^{161}Tb ont déjà fait l'objet d'un certain nombre d'études.

Les premiers auteurs [1] signalaient des photons de 50 keV et 26 keV, ainsi qu'un spectre β^- d'énergie maximum environ 500 keV.

Dans des travaux plus récents, [2], [3], [4], [5], [6], des photons de 25,6 - 27,7 - 48,8 - 57,3 - 74,8 - 78,3 - 106,2 - 132,1 keV, ont été mis en évidence par scintillation et par étude du spectre des électrons de conversion interne. Le spectre β^-, complexe, a été décomposé en plusieurs spectres partiels, différents en nombre, en énergie maximum et en intensité, selon les auteurs.

Des mesures effectuées en coïncidence ont permis d'établir des schémas de niveaux (voir schémas figure 1).

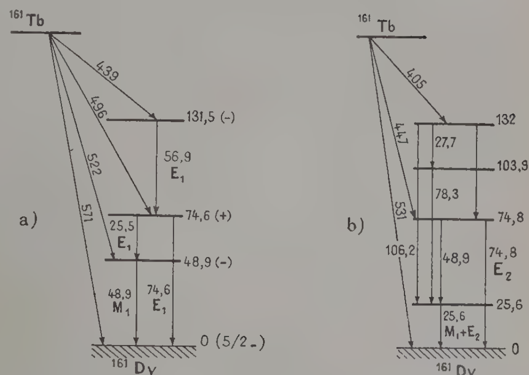


Fig. 1. — Schémas de désintégration du ^{161}Tb. *a*) d'après Smith et al. [5] ; *b*) d'après Cork el al. [4].

La nature des rayonnements les plus intenses a été déterminée par différents auteurs ; les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous :

Nature des photons les plus intenses

Énergie	Auteur	Méthode	Nature
25,9 ± 0,2	[3]		?
25,6	[4]	$L_I/L_{II}/L_{III}$	$M1 + E2$ (2 %)
25,5 ± 0,1	[5]	α_L ; $L_I/L_{II}/L_{III}$	$E1$
49 ± 2	[3]	α total	$M1$
48,9	[4]	$L_I/L_{II}/L_{III}$	$M1 + E2$ (1/2 %)
48,9 ± 0,1	[5]	α total L_I dominant	$M1$ ($E2 < 1/2$ %)
77 ± 2	[3]	α_K	$E2$
74,8	[4]	K/L	$E2$
74,6	[5]	α_L	$E1$
57,3	[4]	?	pas $E2$
56,9	[5]	α_L	$E1$

Deux niveaux à 76 et 166 keV ont été signalés par excitation coulombienne [7].

Le spin du niveau fondamental du ^{161}Dy a été mesuré comme égal à 7/2 [8], 3/2 [9], 5/2 [10]. Cette dernière valeur semble plus probable. De plus, elle coïncide avec la prévision théorique [11] d'un spin 5/2 — pour ce noyau très déformé.

Nous voyons qu'il existe entre les différents auteurs un désaccord, tant sur la nature des photons de 25,6 - 57,3 et 74,8 keV que sur les énergies, spins et parités des niveaux excités.

L'étude de la désintégration du ^{161}Tb a donc été reprise en utilisant un spectromètre γ à scintillation, un montage de coïncidence entre deux spectromètres à scintillation (permettant les coïncidences γ - γ et β - γ, avec un temps de résolution : $2\tau \sim 4.10^{-7}$ sec.), et un montage de coïncidence du type « rapide-lent ».

Préparation des sources. — De l'oxyde de gadolinium spectroscopiquement pur (Johnson-Matthey) a été irradié durant huit jours à la Pile P2 de Saclay. Le ^{161}Gd produit se désintègre avec une période de 3,6 minutes, pour donner le ^{161}Tb (période $\sim$ 7 jours).

On a laissé décroître le ^{159}Gd (18 heures), formé

en quantité importante, de 4 à 10 jours selon les expériences. L'activité restante était alors due au ^{161}Tb et au ^{153}Gd (235 jours).

Les sources étaient préparées par émulsion de la poudre dans du LC.600 dont on faisait des films minces.

Spectre γ. — L'étude du spectre γ montre des pics à 26 keV, 46 keV, 77 keV, 100 keV. Les pics de 26, 46, 77 keV décroissent, et, après plusieurs périodes du ^{161}Tb, seuls demeurent apparents les pics de 41,5 keV et 100 keV du ^{153}Gd. Nous donnons pour comparaison, sur la figure 2, le

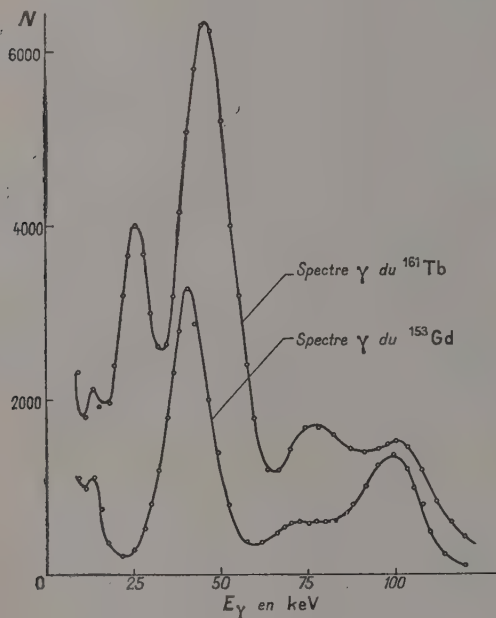


Fig. 2. — Spectre γ du ^{161}Tb.

spectre γ du ^{161}Tb (8 jours après la sortie de la pile) et le spectre γ du ^{153}Gd, normalisé à une même intensité pour le pic de 100 keV.

Coïncidences β - γ. — Un cristal d'anthracène servait de détecteur β, les γ étant détectés par un cristal INa(Tl). Le temps de résolution du circuit était d'environ 4.10^{-7} sec.

Le détecteur γ se trouvait 5 cm de la source pour éviter les additions. Le spectre obtenu est représenté figure 3. Il se compose de 3 pics à 26 keV, 49 keV, 77 keV. La décomposition rend cependant probable la présence d'un pic faible d'environ 65 keV (certaines raies de conversion ont été signalées [4], [5] comme pouvant appartenir à un photon d'environ cette énergie).

Une étude de la région des énergies supérieures à 100 keV n'a pas permis de déceler le photon de 132 keV, même en absorbant les photons moins énergiques par un écran de 0,5 mm de cuivre. Une limite peut être donnée : $\dfrac{I_\gamma\,(132)}{I_\gamma\,(49)} < 0{,}6\ \%$.

Le même écran a été utilisé pour tenter de rendre visible le photon de 57 keV. Le résultat a été négatif.

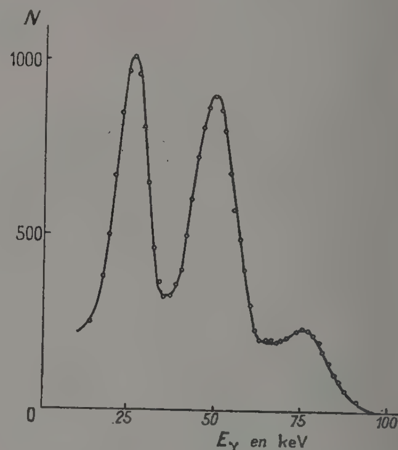


Fig. 3. — Spectre γ en coïncidence avec les β^-.

Montage de coïncidence « rapide-lent ». — Ce spectromètre est du type désormais classique de Bell, Graham et Petch [13].

Les photomultiplicateurs sont des EMI 6262 à 14 étages fonctionnant sous 2 400 volts. Les cristaux sont, soit deux INa(Tl) pour les coïncidences γ - γ, soit un INa(Tl) et un anthracène pour les coïncidences β - γ. Chaque canal lent comprend un sélecteur d'amplitude et est attaqué par la 8e dynode des P-M.

Une sortie rapide est prise sur l'anode de chaque P-M. Les impulsions, très grandes, sont écrétées par une E 180 F ; un câble court-circuité L3 définit leur durée ($\sim 2.10^{-9}$ sec ici). Une diode au silicium polarisée discrimine entre les impulsions « simples » et les impulsions « en coïncidence ». Après amplification, ces dernières sont mises en triple coïncidence ($\tau \sim 2.10^{-7}$ sec) avec les canaux lents. La sortie de cet amplificateur à triple coïncidence peut attaquer soit une échelle, soit le « verrou » d'un sélecteur à 60 canaux dont l'entrée est reliée à l'un des canaux lents (voir schéma figure 7).

On peut avec cet appareil mesurer les périodes des niveaux excités en intercalant des retards variables (*L*1 ou *L*2) sur le trajet des impulsions rapides, ou bien, pour un retard donné, tracer le spectre en coïncidence avec une bande d'énergie choisie.

Le temps de résolution ($2\tau_0$) de l'appareil et la pente des courbes « nombre de coïncidences en fonction du retard » dépendent de l'énergie des

radiations mises en coïncidence. Pour deux photons de 510 keV et une efficacité de 60 %, on a : $2\tau_0 \sim 4.10^{-9}$ sec, $\tau_H \sim 5.10^{-10}$ sec (retard nécessaire pour réduire de moitié le taux de comptage en un point de la courbe où il est déjà inférieur au 1/10 du taux maximum). Pour deux photons de 60 keV et une efficacité de 50 % on obtient : $2\tau_0 \sim 7{,}5.10^{-9}$ sec, $\tau_H \sim 1{,}4.10^{-9}$ sec.

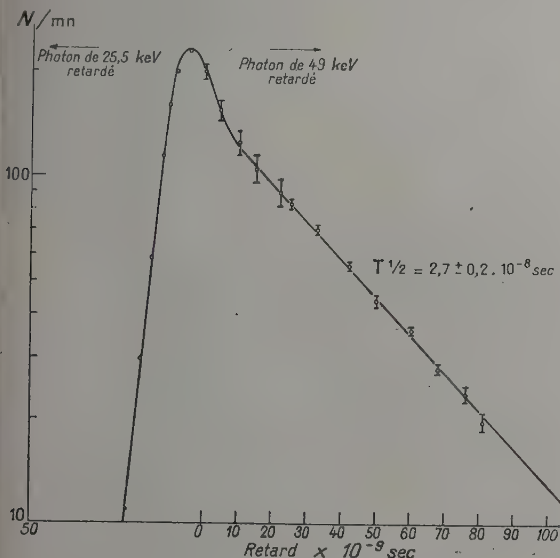


FIG. 4. — Période du niveau de 25,5 keV.

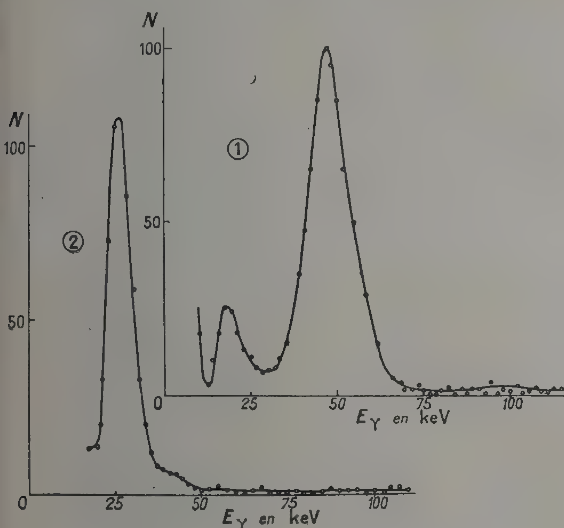


FIG. 5. — (1) Spectre γ en coïncidence retardée avec le γ de 25,5 keV.
(2) Spectre γ en coïncidence retardée avec le γ de 49 keV.

Coïncidences rapides entre les photons de 25,5 et 49 keV. — La courbe représentant la variation du nombre de coïncidences en fonction des retards intercalés — le photon de 25,5 keV étant sélectionné sur une des voies lentes, le photon de 49 keV sur l'autre — est donnée figure 4. Nous en déduisons, par la méthode des moindres carrés :

$$T\ 1/2 = 2{,}7 \pm 0{,}2.10^{-8} \text{ sec.}$$

Cette période est celle du niveau de 25,5 keV, l'ordre des deux photons de la cascade 25,5-49 keV étant établi ici sans ambiguïté.

Le spectre en coïncidence avec le photon de 25,5 keV (les impulsions rapides du spectre étant retardées de 50.10^{-9} sec) est représenté figure 5, 1. On y voit le photon de 49 keV et son pic de fuite. Les transitions de 106,2 et 78,3 keV aboutissant au niveau de 25,5 keV d'après Cork et al. [4] ne sont pas visibles (le faible fond vers ces énergies peut être dû aux coïncidences fortuites). On peut donner des limites :

$$\frac{I\gamma\,(78{,}3)}{I\gamma\,(49)} < 2\ \%, \text{ et : } \frac{I\gamma\,(106{,}2)}{I\gamma\,(49)} < 3\ \%.$$

Le spectre en coïncidence avec le photon de 49 keV (les impulsions rapides dues au photon de 49 keV étant retardées de 50.10^{-9} sec) est représenté figure 5, 2. On y voit uniquement le photon de 25,5 keV.

Ces résultats nous indiquent que les photons de 25,5 keV et 49 keV sont en cascade, définissant deux niveaux à 25,5 et 74,5 keV. Les mesures effectuées en coïncidence avec les β nous ont montré qu'il n'y a que 3 photons intenses (25,5 - 49 - 77 keV). Le photon de 77 keV n'aboutit ni au niveau de 25,5 keV, ni au niveau de 74,5 keV, d'après les figures 5 (1 et 2). Nous en déduisons qu'il aboutit au niveau fondamental. Il est probable que le niveau de 74,5 keV se désexcite par l'émission de photons de 49 et 77 keV, en parallèle. Nous prendrons désormais l'énergie de ce dernier photon comme égale à 74,5 keV, en accord avec l'énergie de la cascade et l'énergie mesurée par conversion interne [4], [5].

Période du niveau de 74,5 keV. — Un cristal d'anthracène détectait les β, la bande du sélecteur étant fixée de façon à accepter le maximum de β, tout en discriminant au-dessus des γ les plus énergiques. Le spectre γ en coïncidence était analysé par le sélecteur à 60 canaux.

Un spectre étant pris pour chaque retard ajouté sur le trajet des impulsions rapides, nous avons pu tracer les courbes : « nombre de coïncidences en fonction du retard » pour les photons de 49 keV, 74,5 keV et la région du photon de 57 keV (ces deux dernières courbes avec une faible précision). La courbe des coïncidences entre les β et le photon de 49 keV est donnée figure 6, ainsi que la courbe des coïncidences entre les β et les X_K du ^{170}Tm, obtenue avec les mêmes réglages et ramenée à la même surface.

La courbe A montre une réduction par 2 du taux de comptage en 3.10^{-9} sec, du côté où l'on retarde les β. Nous prendrons cette valeur pour

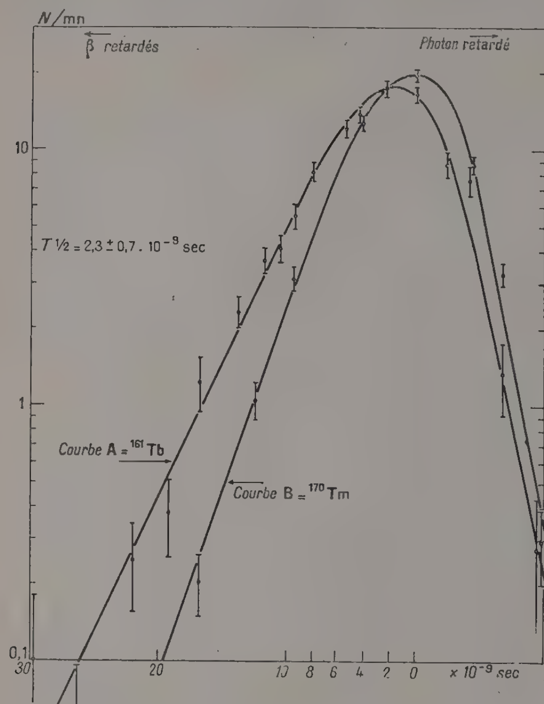


Fig. 6. — Période du niveau de 74,5 keV.

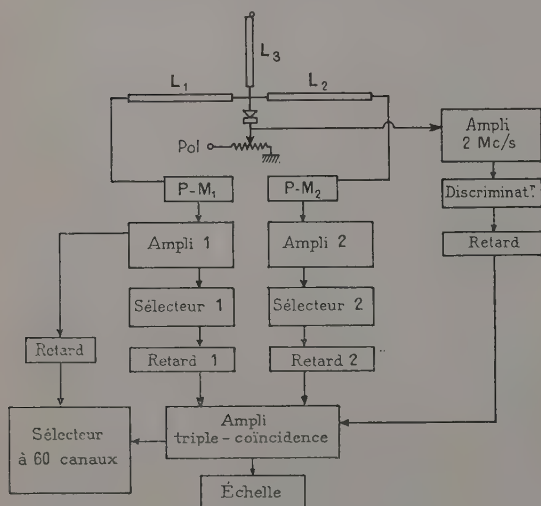


Fig. 7. — Schéma de l'installation de coïncidence « rapide-lente ».

limite supérieure de la période du niveau de 74,5 keV : $T\,1/2\,(74{,}5) < 3.10^{-9}$ sec.

La pente de la courbe B est supérieure à la pente de la courbe A. Le niveau de 84 keV du ^{170}Tm ayant une période de $1{,}6.10^{-9}$ sec, on peut dire avec certitude que : $T\,1/2\,(74{,}5) > 1{,}6.10^{-9}$ sec.

D'où enfin : $T\,1/2\,(74{,}5) = 2{,}3 \pm 0{,}7.10^{-9}$ sec.

La courbe des coïncidences entre les β et le photon de 74,5 keV présente une pente permettant seulement d'indiquer : $T\,1/2\,(74{,}5) < 4.10^{-9}$ sec. La même limite peut être donnée pour les coïncidences entre les β et la région du photon de 57 keV. La période du niveau de 132 keV doit donc être inférieure à 4.10^{-9} sec, à moins que le photon de 57 keV n'ait une intensité excessivement faible par rapport à celle du photon de 49 keV.

Coefficient de conversion du photon de 25,5 keV. — Soit $N(\beta - 25{,}5)$ le nombre d'impulsions dues au photon de 25,5 keV, nombre mesuré par la surface du pic de 26 keV du spectre de la figure 3 (surface corrigée pour tenir compte des pics de fuite des photons composant le pic de 46 keV) et $N(\beta)$ le nombre d'impulsions comptées dans le même temps par le détecteur β. On a :

$$\frac{N(\beta - 25.5)}{N(\beta)} = \frac{I(25{,}5)\,.\,\omega_\gamma\,.\,\varepsilon 25\,5}{I(\beta)\,.\,(1 + \alpha(25{,}5))} \qquad \text{(I)}$$

$I\,(25{,}5)$ et $I(\beta)$ étant les nombres de transitions par unité de temps, ω_γ l'angle solide sous-tendu par le détecteur γ, ε25,5, l'efficacité de ce dernier pour le photon de 25,5 keV, α(25,5) le coefficient de conversion total de ce photon.

Connaissant les dispositions géométriques et les écrans, on peut calculer les limites supérieures pour ω_γ et ε25,5. Comme on a toujours : $\dfrac{I(25{,}5)}{I(\beta)} \leqslant 1$, on peut déduire de la formule (I) : $\alpha(25{,}5) < 3{,}3$.

Les coefficients de conversion théoriques d'un photon de 25,5 keV pour : $Z = 66$ (12) sont donnés ci-dessous :

$$\alpha_L(E1) = 1{,}86 \qquad \alpha_L(M1) = 19{,}2$$
$$\alpha_L(E2) = 870 \qquad \alpha_L(M2) = 2\,100.$$

On en déduit que le photon de 25,5 keV est un $E1$ (mélange de $M2$ inférieur à 7/10 000).

Comme $\alpha_L(E1) = 1{,}86$ est certainement une limite inférieure pour α(25,5) nous pouvons trouver, en portant cette valeur dans la formule (I) :

$$\frac{I(25{,}5)}{I(\beta)} > 0{,}66.$$

Coefficient de conversion du photon de 74,5 keV. — De la même manière que pour le photon de 25,5 keV, nous avons :

$$(1 + \alpha(74{,}5)) = \frac{I(74{,}5)\,.\,\omega_\gamma\,.\,\varepsilon 74{,}5\,.\,N(\beta)}{I(\beta)\,.\,N(\beta - 74{,}5)}.$$

On a sûrement : $\dfrac{I(74{,}5)}{I(\beta)} < 1 - \dfrac{I(25{,}5)}{I(\beta)}$ (en effet

les photons de 74,5 et 25,5 keV ne sont pas en coïncidence).

On en déduit : $\alpha(74,5) < 2,75$.

Les valeurs théoriques des coefficients de conversion pour un photon de 74,5 keV et : $Z = 66$ [12] sont données ci-dessous :

$\alpha_{K+L}(E1) = 0,6175$ $\alpha_{K+L}(M1) = 6$
$\alpha_{K+L}(E2) = 6,67$ $\alpha_{K+L}(M2) = 67$
$\alpha_{K+L}(E3) = 130,1.$

Si nous admettons que le fait de tenir compte des dimensions finies du noyau ne fait pas varier le rapport K/L calculé d'après Rose et al. [12], on peut tirer des valeurs de α_K calculées par Sliv [14], les coefficients de conversion L. On calcule ainsi α_L pour $Z = 66$ et $E = 74,5$ keV.

Les α_{K+L} calculés pour une énergie de 74,5 keV sont donnés ci-dessous :

$\alpha_{K+L}(E1) = 0,624$ $\alpha_{K+L}(M1) = 5,43$
$\alpha_{K+L}(E2) = 6,5$ $\alpha_{K+L}(M2) = 63,8$
$\alpha_{K+L}(E3) = 118,4.$

Le photon de 74,5 keV est donc un $E1$ (mélange $M2$ inférieur à 4 %).

Coefficient de conversion du photon de 49 keV. — Une mesure effectuée en coïncidence rapide entre le photon de 25,5 keV et le photon de 49 keV avec un temps de résolution d'environ 6.10^{-8} sec et un retard suffisant pour éliminer les coïncidences « promptes » ou à faible période, nous a permis de fixer une limite inférieure : $\frac{I\gamma(49)}{I\gamma(25,5)} > 0,32$.

Nous connaissons $I\gamma(25,5)$, d'où nous tirons une limite inférieure de $I\gamma(49)$. D'autre part, comme le photon de 49 keV alimente le niveau de 25,5 keV, nous avons : $I(49) \leqslant I(25,5)$. Connaissant une limite supérieure de $\alpha(25,5)$, on en déduit une limite supérieure de $I(25,5)$, donc de $I(49)$.

De ces données on peut tirer : $\alpha(49) < 12,5$.

Les coefficients de conversion théoriques pour un photon de 49 keV et : $Z = 66$ (12) sont donnés ci-dessous :

$\alpha_L(E1) = 0,32$ $\alpha_L(M1) = 3,8$
$\alpha_L(E2) = 110$ $\alpha_L(M2) \sim 260$
$\alpha_L(E3) \sim 3\,400$ $\alpha_L(M3) \sim 22\,000.$

L'extrapolation des α_L — calculés par la méthode indiquée plus haut à partir des tables de Sliv [14] — pour une énergie de 49 keV conduit aux résultats ci-dessous :

$\alpha_L(E1) \sim 0,32$ $\alpha_L(M1) \sim 3,37$
$\alpha_L(E2) \sim 106,5$ $\alpha_L(M2) \sim 245$
$\alpha_L(E3) \sim 2\,900$ $\alpha_L(M3) \sim 20\,000.$

Seuls sont possibles des mélanges : $E1 + M2$ ou $M1 + E2$. Nous avons déterminé le photon de 74,5 keV comme étant de nature $E1$ (+ $M2$) ; la conservation de la parité nous oblige donc — le niveau de 25,5 keV et le niveau fondamental ayant des parités différentes — à adopter une nature $M1 + E2$ (< 10 % de $E2$) pour le photon de 49 keV, en accord avec l'ensemble des autres auteurs.

Probabilité de la transition E1 de 25,5 keV. — La désexcitation du niveau de 25,5 keV s'effectuant uniquement par émission du photon de 25,5 keV, on a $\tau_\gamma = (1 + \alpha(25,5)).\tau$ obs. On en déduit la probabilité de transition :

$$T \text{ exp} = 7,6 \pm 2.10^6 \text{ (sec}^{-1}\text{)}.$$

La probabilité de transition, calculée à l'aide de la formule de Weisskopf :

$$T \text{ sp } (E1) = 1,5.10^{14}.A^{2/3}E_\gamma^{\,3}.S,$$

en prenant : $S = 1$, a pour valeur :

$$T \text{ sp } (E1) \sim 7,36.10^{10} \text{ (sec}^{-1}\text{)}.$$

Nous voyons que la transition $E1$ de 25,5 keV est interdite, le facteur d'interdiction étant de l'ordre de 10^4.

Discussion. — Nous avons montré que les photons de 49 et 25,5 keV sont émis en cascade à partir d'un niveau de 74,5 keV, qui se désexcite également par une transition directe de 74,5 keV au niveau fondamental. Les photons de 25,5 et 74,5 keV étant de nature $E1$ (+ $M2$) et le niveau fondamental ayant le spin 5/2 et la parité —, les niveaux de 25,5 et 74,5 keV ont un spin 3/2, 5/2 ou 7/2, et une parité +. Nous n'avons pu mettre en évidence le photon de 57 keV ni sur le spectre γ direct, ni sur le spectre γ fait en coïncidence avec les β, même à l'aide d'un écran de 0,5 mm de cuivre absorbant davantage le photon de 49 keV que le photon de 57 keV. Des expériences de coïncidence entre le photon de 74,5 keV et le spectre γ d'une part et la région du photon de 57 keV et le spectre γ, d'autre part, n'ont donné aucun résultat concluant.

Nous en déduisons que le photon de 57 keV ne peut avoir qu'une intensité faible par rapport à celle du photon de 49 keV. Nous avons montré de même que le photon de 132 keV a, s'il existe, une intensité inférieure à 6 % de l'intensité du photon de 49 keV. Le spectre β aboutissant au niveau de 132 keV a donc une intensité beaucoup plus faible que le spectre β aboutissant au niveau de 74,5 keV.

Nous avons pu déduire de l'ensemble de nos mesures que plus de 27 % des β aboutissent au niveau de 74,5 keV et moins de 25 % au niveau fondamental.

Un spin 3/2 + ou 5/2 + est prévu par Mottelson et Nilsson [11] pour le ^{161}Tb. Le ^{159}Tb qui a deux neutrons de moins a un spin mesuré 3/2. Nous prendrons 3/2 + comme spin du ^{161}Tb.

Le premier niveau de parité + prévu par Mottelson et Nilsson [11] au-dessus du niveau fondamental 5/2 — du ^{161}Dy est un niveau 7/2 +, le second un niveau 9/2 + (1). Cet assignement ne permet pas de rendre compte de l'intensité de la transition β au niveau de 74,5 keV, ni du fait qu'il se désexcite par émission d'un $E1$.

Si nous admettons que le niveau de 74,5 keV est le premier niveau d'une bande de rotation développée à partir du niveau de 25,5 keV, avec le même moment d'inertie que le niveau fondamental (moment d'inertie connu par excitation coulombienne) nous sommes conduits à des spins 3/2 + et 5/2 + pour les niveaux de 25,5 et 74,5 keV, donnant : $\bar{E}$ rot ~ 54 keV, ce qui se compare favorablement à l'énergie de 49 keV de la transition $M1$ (+ $E2$) et permet à ces deux niveaux de se désexciter par émission $E1$ au niveau fondamental. De plus, les transitions β à ces deux niveaux sont permises, ce qui expliquerait que plus de 66 % des transitions β y aboutissent.

Un schéma de niveaux, basé sur ces résultats, est donné figure 8.

Je tiens à remercier ici MM. F. Reide et G. Corbe qui ont procédé au montage et aux premiers essais de l'installation de coïncidence « rapide-lente » et à l'aide desquels je dois le bon fonctionnement de cet appareil.

Mme Nadine Marty m'a beaucoup aidé par des discussions fréquentes au cours de ce travail, et je l'en remercie.

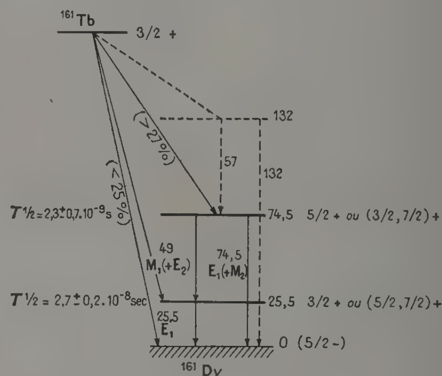


Fig. 8. — Schéma de niveaux du ^{161}Dy.

(1) **Note ajoutée à la correction.** — Une autre interprétation, en bon accord avec nos résultats expérimentaux, a été donnée récemment par l'équipe de Copenhague :

L'énergie de couplage par paire de deux neutrons serait suffisante pour que le niveau 11/2 (orbite 28 de Nilson) soit rempli avant les niveax 5/2 + et 5/2 — (orbites 44 et 55 de Nilson). Le niveau 5/2 + devient alors le niveau fondamental ct le niveau 5/2 — devient le premier niveau excité à 25,5 keV. (Le niveau 7/2 —, premier niveau de la bande de rotation développée à partir du niveau 5/2 —, correspondrait en énergie au nvieau de 103,9 keV signalé par Cork et al. [4]). Le niveau à 74,5 keV serait un niveau 3/2 — de particules.

Manuscrit reçu le 12 juillet 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Ketelle (B. H.), ORNL 336, 1949. Butement (F. D. S.), *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1276. Scharff-Goldhaber (G.) et al., *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 325. Hein (R. E.) et Voigt (A. F.), *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 783. Cork (J. M.) et al., *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 685. Jaffe (H.), UCRL 2537, 1954.

[2] Barloutaud (R.) et Ballini (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 389.

[3] Bisi (A.), Terrani (L.) et Zappa (L.), *Nuclear Physics*, 1956, **1**, 425.

[4] Cork (J. M.) et al., *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 481.

[5] Smith (W. G.) et al., *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 1020.

[6] Ballini (R.) et Barloutaud (R.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 498.

[7] Heydenburg (N. P.) et Temmer (G. M.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 150.

[8] Murakawa (K.) et Kamei (T.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 325.

[9] Murakawa (K.), *J. Phys. Soc.*, Japan, 1956, **11**, 804.

[10] Cook (A. H.) et Park (J. G.), *Proc. Phys. Soc.*, London, 1956, A **435**, 282.

[11] Mottelson (B. R.) et Nilsson (R. G.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1615.

[12] Rose (M. E.), Goertzel (G. H.) et Swift (C.), Tables des coefficients de conversion K et L.

[13] Bell (R. E.), Graham (R. L.) et Petch (H. E.), *Canad. J. Phys.*, 1952, **30**, 35.

[14] Sliv (L. A.) et Band (I. M.), Tables des coefficients de conversion interne des rayonnements γ, partie 1, couche K : *Acad. Naouk*, U. R. S. S., 1956.

EXPÉRIENCES PRÉLIMINAIRES SUR LES RADIOACTIVITÉS CONSÉCUTIVES A L'EXPLOSION DE FILS CONTENANT DU DEUTÉRIUM.

Par MM. M. BONPAS (+), A. ERTAUD (°), J. P. LEGRAND (+) et R. MEUNIER (*),
Service de la Pile de Châtillon, C. E. A.

Introduction. — Depuis les expériences de J. A. Anderson [1], l'intérêt des expérimentateurs a été attiré sur la possibilité d'obtenir de hautes températures en faisant exploser un fil métallique par le courant intense de la décharge d'un condensateur. Diverses publications plus récentes [2], [3] au sujet des fils explosifs montrent qu'il n'est pas déraisonnable de penser qu'une batterie de condensateurs de taille acceptable devrait permettre d'élever la température d'un fil fin jusqu'au seuil des températures nécessaires au déclenchement des réactions thermonucléaires. L'étude expérimentale de l'explosion d'un fil a donc été entreprise dès février 1952 et elle devait nous montrer que dans certaines conditions expérimentales la décharge pouvait être contractée sous diverses formes. Une telle contraction permet d'accroître l'énergie fournie par unité de volume au plasma formé et d'atteindre ainsi localement, selon toute probabilité, de très hautes températures.

Les moyens d'étude dont nous disposions à l'époque, détection des neutrons par activation du manganèse et mesure des radioactivités provoquées par l'explosion au moyen de compteur Geiger, ont été pratiquement les seules méthodes d'analyse que nous ayons employées, quoique, *a priori*, le fait de détecter des réactions nucléaires n'implique pas nécessairement que de hautes températures les aient provoquées.

Le fonctionnement normal des compteurs Geiger immédiatement après l'explosion d'un fil métallique a été mis en doute lorsque W. M. Conn prétendit [4] avoir obtenu, par décharge de condensateurs dans un fil fin métallique, une activité consécutive mesurée au compteur de Geiger qui disparaissait en passant par des maxima successifs. Ces expériences difficilement explicables suggèrent que, dans le cas d'explosion de fils métalliques, les compteurs présentent des phénomènes parasites, peut-être à cause de l'illumination intense qui l'accompagne et de ses caractéristiques particulières [5]. Comme le mouvement propre résiduel des compteurs Geiger avait déjà fait l'objet de nos préoccupations, nous avons pensé reproduire le phénomène de Conn avant de tenter les expériences avec des fils contenant du deutérium, afin d'être éclairés sur la valeur des renseignements donnés par les compteurs dans nos conditions d'expérience.

Description du matériel expérimental et premières expériences. — Nous avons poursuivi ces expériences qui ne doivent être considérées que comme très préliminaires, successivement en trois lieux différents, mettant à profit chaque fois les enseignements antérieurs et en étant avisés contre les erreurs d'interprétation qui accompagnent les comptages de très faibles activités. Au cours des premières expériences (février à avril 1952), nous avons utilisé un banc formé de 40 condensateurs isolés au « Pyranol », de 1 μF et 25 000 volts de tension de service, provenant des surplus. Il était chargé à environ 20 kV puis déchargé par un contacteur dans des fils de diamètre voisin de 0,1 mm de Al, Cu, Ni, Ta. Un compteur Geiger à paroi d'aluminium de 15/100 mm d'épaisseur et rempli au métaxylène et à l'argon [7], placé 10 secondes après l'explosion au voisinage des électrodes qui avaient supporté le fil, ne montrait pas la moindre variation de mouvement propre, en contraste avec les observations de Conn. En revanche, avec des fils de coton imprégnés de D_2O rendu conducteur par $LiNO_3$, il était parfois, quoique assez rarement, possible d'enregistrer une activation décroissant par la suite. Ainsi, au cours d'une expérience, une décroissance avec une activité initiale de 120 coups/min fut suivie pendant

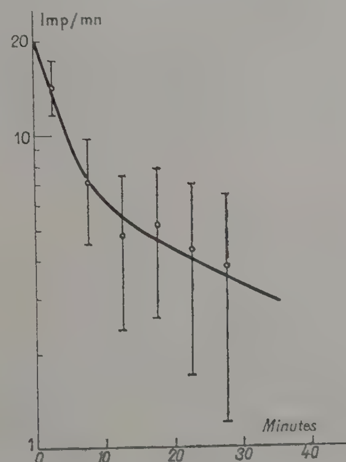


Fig. 1. — Courbe de décroissance obtenue au cours de douze expériences préliminaires.

(+) Actuellement à la Direction des Études des Fabrications d'Armements S. E. F. T. (Fort d'Issy).
(°) Actuellement à la Société Alsacienne de Constructions mécaniques.
(*) Service de Physique Nucléaire, C. E. N., Saclay.

deux heures avant de devenir indistincte du bruit de fond.

L'irrégularité des résultats et leur caractère sporadique nous a conduits à répéter ces expériences dans de meilleures conditions.

Deuxième série d'expériences. — La deuxième série d'expériences eut lieu dans un tunnel où le mouvement propre des compteurs était à la fois plus faible et plus stable. Tous les compteurs utilisés avaient été surveillés pendant au moins trois mois, et étaient rejetés s'ils présentaient une variation quelconque de leurs caractéristiques. Ces mesures d'activités ont été faites simultanément avec trois ou quatre installations de comptage complètement distinctes et avec des compteurs qui n'ont pas présenté d'évolution pendant un an et demi d'expériences.

Pour que le champ magnétique propre à la décharge présente une symétrie axiale et contracte le plasma régulièrement, le circuit électrique fut monté avec la même symétrie.

Nous nous sommes rapidement rendu compte qu'au cours de la phase préliminaire de l'allumage de l'éclateur à boule qui était en série avec le fil, le courant risquait de volatiliser le fil avant que l'éclateur ne soit complètement ionisé et donc que toute la tension ne soit appliquée au fil. Cette difficulté a été surmontée en fournissant l'énergie nécessaire à l'ionisation de l'éclateur par un condensateur auxiliaire de 0,125 μF branché directement en parallèle sur l'éclateur (*fig.* 2 et 7).

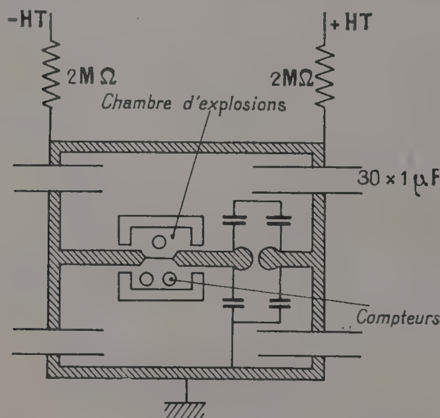


Fig. 2. — Schéma de câblage de l'installation.

Ce condensateur, au moment où la tension disruptive était atteinte, faisait passer en 2.10^{-7} s un courant de 10^4 ampères dans l'éclateur.

Au cours de 34 expériences avec des fils de coton imprégnés de D_2O et $LiNO_3$, nous avons constaté 17 fois un accroissement du mouvement propre d'un compteur à paroi d'aluminium qui était à peu près doublé pendant les cinq premières minutes. La figure 1 montre le taux de comptage à la minute obtenu en faisant la moyenne des douze expériences qui ont été suivies pendant au moins 30 minutes.

Au cours de quelques expériences l'émission de rayonnement électromagnétique a été détectée avec une chambre d'ionisation placée à un mètre environ de l'explosion, simultanément avec les décharges qui donnaient une activité au compteur G. M.

Aucun phénomène anormal n'a été observé avec des fils métalliques au cours de plusieurs centaines d'expériences. Le phénomène signalé par Conn n'a jamais pu être reproduit avec notre dispositif expérimental.

Troisième série d'expériences. — La troisième installation comprenant 120 condensateurs de 1 μF fut montée dans un autre souterrain. Le schéma de câblage est reproduit sur la figure 2. Le fil se trouvait au centre du banc de condensateurs (*fig* 3 et 4). La symétrie axiale était alors parfaitement réalisée comme l'a montré l'étude photographique des décharges.

La capacité totale était 40 μF, la tension de charge maxima 40 kV et l'intensité maxima 380 kA comme nous avons pu le déduire des mesures faites avec un oscilloscope cathodique. L'inductance du circuit était 0,3 μH. Le maximum de l'intensité était atteint en environ 5 μs. Il se trouva qu'indépendamment de Reynolds et Craggs [8] nous avons monté un banc de condensateurs avec des caractéristiques similaires, à la même époque et dans le

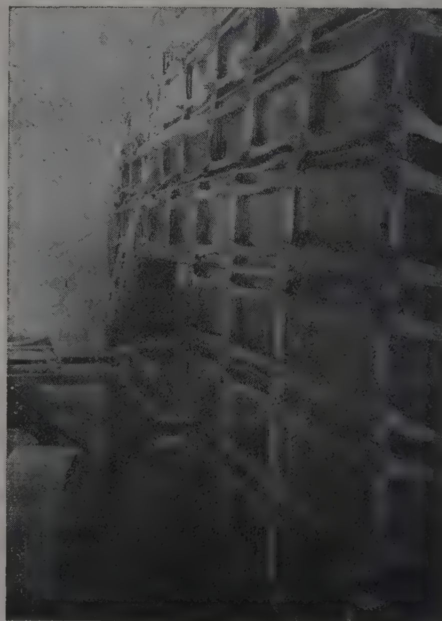


Fig. 3. — Banc de condensateurs avec vue de l'orifice dans lequel est la chambre d'explosion.

même but. Cependant, nos expériences sont distinctes des leurs, car nous avons fait la décharge



Fig. 4. — Banc de condensateurs avec deux compteurs G. M.

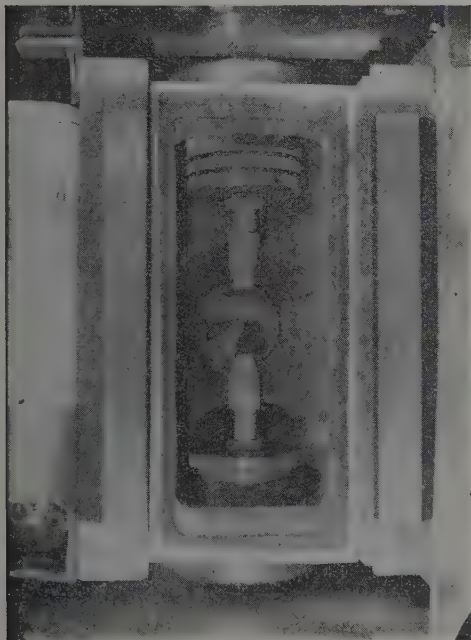


Fig. 5. — Chambre d'explosion ouverte.

dans des fils contenant du deutérium, donc à assez forte densité et non pas dans le deutérium gazeux.

Les électrodes supportant le fil étaient en laiton ou en graphite. Diverses formes d'extrémité, un cône pointu, arrondi ou même tronqué ont été essayées au cours des expériences (*fig.* 5). La distance entre les électrodes était réglable entre 0 et 90 mm. Afin de mesurer dans de bonnes conditions l'activité des électrodes, elles ont été d'abord entourées par un château de plomb recouvert intérieurement de 5 mm de cuivre rouge destiné à arrêter les rayons β du radium *D* contenu dans le plomb. Trois orifices laissaient passage à trois compteurs de Geiger à paroi d'aluminium reliés à trois ensembles de comptage. Une quatrième installation de comptage, placée elle aussi à distance du banc de condensateurs, comprenait un compteur à fenêtre mince de mica entouré d'une couronne de compteurs cosmiques en anticoïncidence qui abaissait le mouvement propre de ce compteur à environ 4 imp/min (*fig.* 6). Une cinquième installation de comptage était aussi disponible pour mesurer l'activité de feuilles de papier qui avaient tapissé la chambre d'explosion pendant la décharge.



Fig. 6. — Installation de comptage en anticoïncidence et conditionnement de la chambre d'expérience.

Une deuxième chambre d'explosion fut construite (*fig.* 5 et 7) en vue de travailler en atmosphère conditionnée. Elle pouvait aussi bien être mise sous vide que sous pression (*fig.* 6). L'humidité de l'air a pour effet de créer sur les décharges faites à l'air ambiant des conditions favorables à la formation d'un arc entre les électrodes avant que le fil ait reçu l'énergie maxima possible. En conditionnant l'atmosphère par l'usage d'azote pur ou d'air sec additionné de CCl_4 qui forme aisément des ions négatifs, il est possible d'éviter un arc prématuré. Les expériences furent interrompues jusqu'à la fin de 1953.

Aussi à leur reprise, les conditions expérimentales avaient eu le temps d'être modifiées et d'inclure une méthode de détection des neutrons par activation du manganèse. Entre-temps, des méthodes de préparation et de mesure de deutérium enrichi en tritium ont été aussi développées [8] et de nouveaux fils en tantale deutérés et tritiés mis au point.

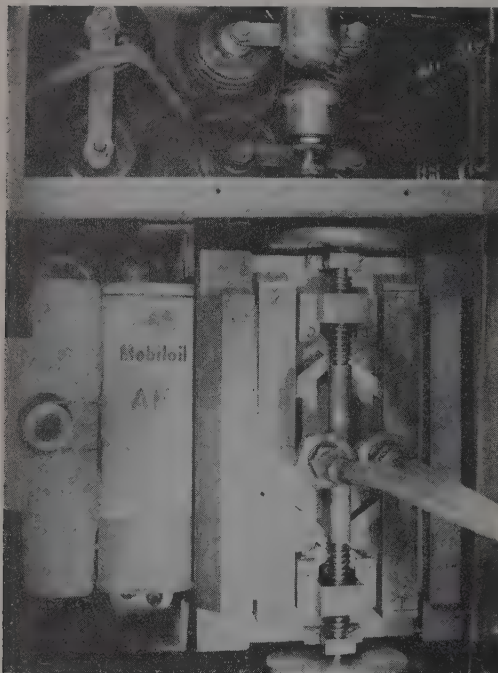


Fig. 7. — Chambre d'expérience fermée. A droite, l'éclateur avec ses capacités d'amorçage. Au-dessus un compteur à neutrons placé dans de la paraffine et de l'eau.

Détection des neutrons. — Diverses méthodes ont été mises en œuvre pour détecter les neutrons qui pouvaient être émis par les réactions d, d et t, d. 1) Un détecteur de manganèse placé dans de la paraffine à une dizaine de cm du fil fut mesuré après quelques explosions. L'activité mesurée était trop faible pour être significative. 2) Nous avons placé une cuve contenant six litres d'une solution saturée de MnO_4K au-dessus de la chambre d'explosion et nous avons utilisé l'effet Szilard pour recueillir le manganèse actif [10], [11]. L'efficacité de l'extraction de ^{56}Mn dans les conditions expérimentales a été trouvée de l'ordre de 85 %. L'étalonnage du système avec une source étalon de Ra + Be a montré qu'une imp/min du compteur comptant le précipité de MnO_2 représentait l'émission instantanée de 5.10^6 neutrons.

Une activité résiduelle à saturation de l'ordre de 3 imp/min existait dans tout précipité extrait de la solution. Avant toute expérience, une séparation était faite afin d'éliminer l'incertitude sur l'activité résiduelle de la solution en cours de manipulation.

Préparation des fils. — Seuls des fils de coton imprégnés de D_2O et $LiNO_3$ pour lesquels $T/D = 5.10^{-13}$ servirent lorsque les électrodes étaient placées dans le premier château de plomb qui n'avait pas d'atmosphère conditionnée. Les éléments participant à l'expérience étaient alors H, D, Li, C, Cu, Zn.



Fig. 8. — Appareil pour hydrogéner le tantale. Le fil est introduit à travers le bain de mercure et le capillaire sans qu'il rentre d'air dans l'appareil.

Par la suite, pour les expériences avec la chambre conditionnée, les fils ont été préparés en faisant absorber par des fils de Ta environ 100 fois leur volume de deutérium pour lequel le rapport T/D atteignait 10^{-6}. L'hydrogénation a été vérifiée par pesée. L'appareil d'hydrogénation des fils est représenté par la figure 8. Il possède la particularité de protéger de l'hydrogénation par une garde de mercure les extrémités du fil que l'on fixe dans les électrodes. Le mercure joue aussi le rôle d'amenée de courant tout en permettant que l'on introduise et enlève le fil sans qu'il rentre d'air dans l'appareil, le mercure remplissant ainsi le rôle de sas. Les éléments présents étaient alors H, D, T, N, O, K, Fe, Cu, Zn, Ta. La détection des neutrons n'a été opérée que dans ces conditions expérimentales.

Étude photographique. — L'étude photographique des explosions de fil montre une très grande dépendance entre la forme du plasma et celle des électrodes support du fil. La longueur du fil égale à la distance inter-électrodes d, joue aussi un rôle important.

Pour des électrodes coniques, le plasma, qui est d'abord étalé perpendiculairement à l'axe de la décharge lorsque $d \leqslant 10$ mm, devient progressivement de plus en plus étranglé sur l'axe quand d croît jusqu'à 66 mm. Si d est compris entre 25 et 40 mm, le plasma forme ce qui apparaît être une

petite sphère isolée des électrodes au centre du fil (*fig.* 9) et il semble qu'alors on réalise la forme la plus contractée du plasma que nous ayons pu observer. Cette sphère n'a qu'un diamètre de 6 mm environ. La densité du deutérium dans le fil était de 2.10^{21} et correspondait à 10^{17} atomes/cm^3 dans le volume de cette sphère. Si cette densité est effectivement réalisée, il suffit d'atteindre quelques 10^6 degrés pour que la réaction d, d produise quelques millions de neutrons par explosion [12]. La réaction $d + t \rightarrow He^4 + n + 17{,}6$ MeV est aussi possible. Quoique la concentration en tritium ait été beaucoup plus faible, on sait [13] qu'il suffirait pour produire cette réaction d'une température environ dix fois plus faible que celle qui est nécessaire à la réaction avec le deutérium pur. Même avec notre faible concentration, on ne peut

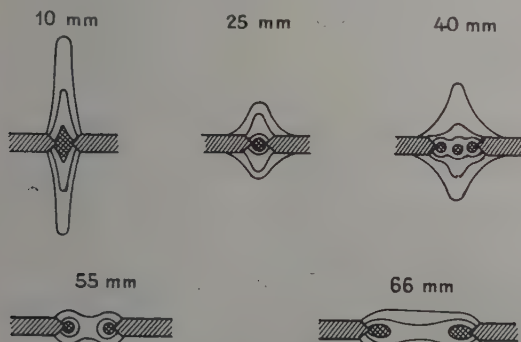


FIG. 9. — Photographie d'explosions. Dessins exécutés à partir des négatifs.

pas affirmer qu'elle ne se produit pas aussi si la réaction d + d a lieu.

Aussi toutes les expériences ont alors été réalisées avec cette configuration particulière des électrodes. Avec des longueurs de fil plus petites ou plus grandes, nous n'avons pas pu observer d'activité consécutive à l'explosion. La figure 9 est une collection de dessins obtenus chacun à partir de trois ou quatre photographies prises dans les mêmes conditions à l'exception de l'ouverture de l'objectif. Chaque photographie prise ainsi avec une autre densité permet d'obtenir une autre zone d'égale brillance.

Résultats des expériences. — Les activités enregistrées par les trois compteurs placés après l'explosion au voisinage des électrodes ainsi que celle qu'a présentée la feuille de papier qui avait été placée dans la chambre sont toujours simultanées et présentent des décroissances identiques.

Beaucoup d'expériences sont totalement négatives, ce qui est une assurance que notre appareillage reste inaffecté par la proximité des explosions, et n'est pas systématiquement l'objet de phénomènes parasites. Si une activité est présente, tous les compteurs l'enregistrent. Cette activité correspond à une décroissance à plusieurs composantes. Nous avons obtenu 16 décroissances mesurées pendant assez longtemps pour que la moyenne des activités à la minute, corrigées du mouvement propre déterminé avec précision avant chaque expérience et après décroissance totale, permette de tracer la courbe de la figure 10. Cette courbe possède une partie bien linéaire, à l'exception du dernier point, ce qui peut être expliqué facilement par une très légère erreur sur la valeur du mouve-

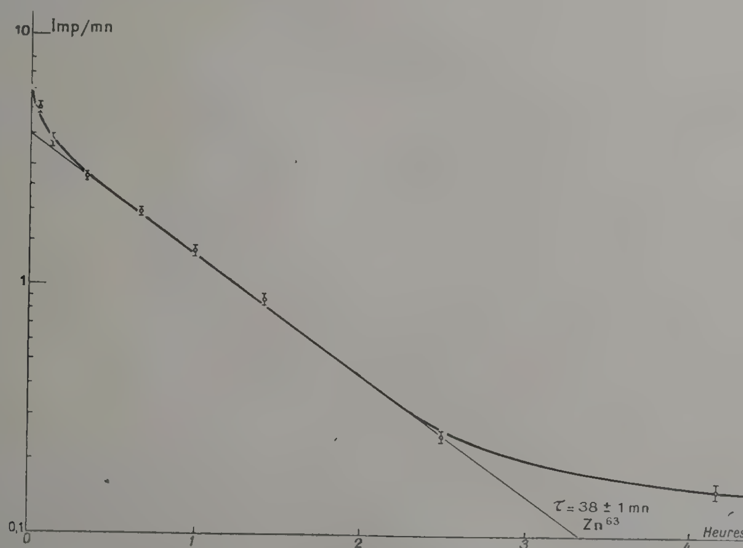


FIG. 10.— Décroissance obtenue au cours de 16 expériences.

ment propre. Cette partie linéaire correspond à une période de 38 ± 1 min avec une activité initiale de 4 imp/min. Il y a aussi une partie initiale courbe correspondant à une ou plusieurs décroissances à vies plus courtes. En utilisant les résultats de 30 expériences, suivies pendant moins longtemps mais en admettant la même valeur pour la période longue de 38 min, il est possible de résoudre la période courte en une seule période de 5 ± 1 min avec une activité initiale de 6 imp/min (*fig.* 11).

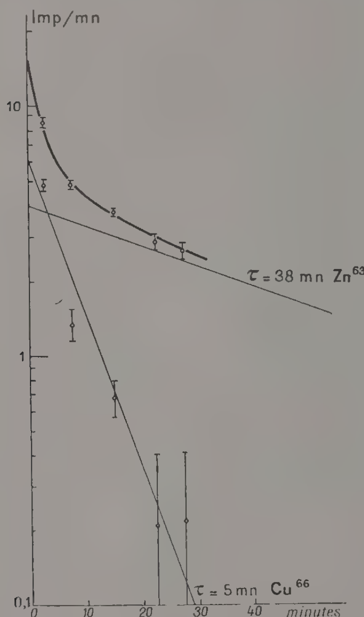


Fig. 11. — Décroissance à vie courte observée au cours de 30 expériences.

Nous avons tenté la détection des neutrons émis au cours de trois séries d'explosions faites très rapidement à la suite les unes des autres, afin d'être sûrs que, malgré le peu de reproductibilité des résultats, quelques explosions au moins aient pu produire des neutrons. Les séries furent de 5, 8 et 20 explosions de fils de tantale deutérés et tritiés. Un précipité de MnO_2 a été extrait sur papier filtre par filtration de la solution de MnO_4K à laquelle ont été ajoutées, juste avant l'opération de filtration, une solution de CO_3Na_2 et une solution de SO_4Mn en quantité voulue pour précipiter environ 1 g de MnO_2 et laisser la solution neutre. Le précipité lavé avec une dizaine de cm³ d'eau distillée a été carbonisé sur une plaque de graphite chauffée électriquement au rouge sombre, puis compté avec l'un des compteurs à paroi mince de mica. Cette opération faite en l'espace d'une demi-heure a chaque fois conduit à une activité qui décroissait d'abord très vite, contrairement à tout ce qui a été observé dans toutes les expériences d'étalonnage avec une source de Ra + Be, et qui ensuite décroissait avec la période propre du ^{56}Mn. Le résultat global de ces trois expériences est reporté sur la

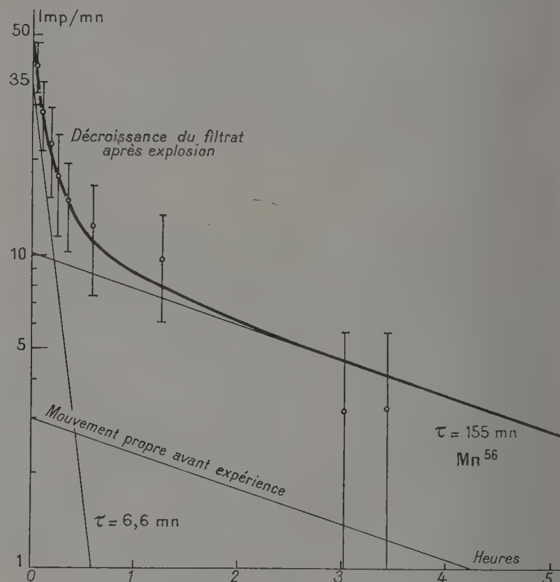


Fig. 12. — Détection des neutrons par activation de MnO_4K. Décroissance de l'activité du précipité recueilli.

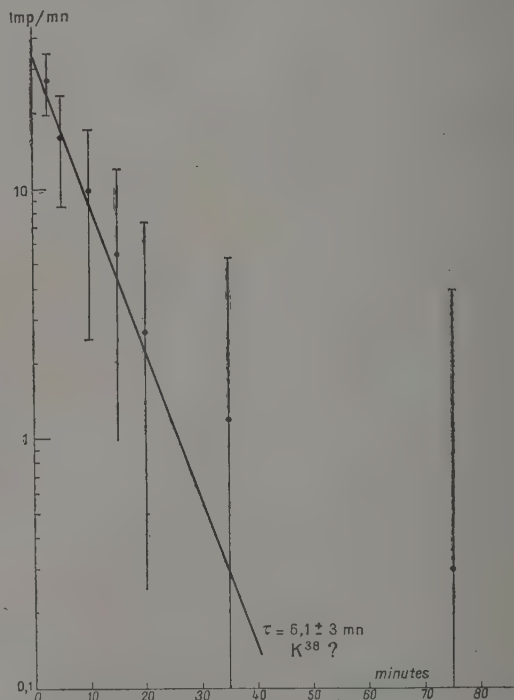


Fig. 13. — Période courte obtenue après explosion par irradiation de MnO_4K.

figure 12. L'activité initiale due au ^{56}Mn correspond, d'après les calibrations, à une émission de $3,5 \pm ^{1,5}_{5}.10^7$ neutrons pour les 33 explosions de fils de tantale deutérés, soit donc au moins 10^6 neutrons quand il s'est trouvé qu'un fil explose avec production de neutrons.

La période courte observée par irradiation de la solution de MnO_4K par les explosions décroît expérimentalement avec une période de 6,1 $\pm$ 3 min avec une activité initiale au début du comptage de 35 imp/min (*fig.* 13).

Il est possible de supposer que cette période courte indique la présence de ^{38}K (émetteur β^+, période 7,7 min) qui se forme par les réactions $^{39}K(\gamma, n)$ et $^{39}K(n, 2n)$ avec un seuil voisin de 13 MeV et des sections efficaces respectivement égales à $0,8.10^{-26}$ [14] et $0,9.10^{-26}$ [15]. La filtration du précipité de MnO_2 ne devrait pas, *a priori*, être sélective par rapport au ^{38}K formé au sein d'une solution contenant 0,32 ion.g de potassium au litre. Cependant le noyau de potassium qui ionise la solution le long de son parcours de recul et la réduit par conséquent avec formation de composés insolubles de manganèse, ceux mêmes que nous recueillons par filtration, peut s'y retrouver fixé. Nous avons vérifié cet entraînement du potassium actif avec nos conditions expérimentales. M. Auclair nous a suggéré que les neutrons d'environ 14 MeV de la réaction t,d ont pu provoquer des réactions n, 2n même dans notre solution, et qu'il n'était peut-être pas nécessaire d'invoquer l'émission de rayonnement γ pour expliquer l'activité de 6,1 $\pm$ 3 min, s'il était prouvé que le potassium actif pouvait se retrouver avec le précipité d'oxyde de manganèse. Il nous a prêté son concours pour irradier avec les neutrons produits par la réaction (d, t) à l'aide d'un accélérateur Cockcroft-Walton, une solution de MnO_4K, en opérant dans des conditions similaires à celles des expériences avec les fils. Le précipité recueilli et lavé après une irradiation de 10 minutes décroît en présentant, en plus de la décroissance caractéristique du manganèse, celle du potassium de 7,7 minutes. Le rapport des taux de comptage $^{38}K/^{56}Mn$ est alors égal à 0,4 à la fin de l'irradiation. Remarquons que l'irradiation de potassium naturel sous forme de potasse sèche décroît avec la période de 7,7 minutes (^{38}K) et celle de 37,3 minutes (^{38}Cl) fournie par réaction (n, α) mais que le précipité extrait de la solution de MnO_4K ne présente que l'activité du potassium qui semble donc séparé sélectivement.

Interprétation des résultats. — Nous avons résumé dans le tableau les diverses activités observées expérimentalement avec les caractéristiques des radioéléments avec lesquelles il est vraisemblable de les identifier.

Ces résultats indiquent l'émission de neutrons au cours des explosions comme l'indique la présence de ^{66}Cu et de ^{56}Mn. Comme la section efficace de formation du ^{66}Cu décroît avec l'énergie de 1,4 $\pm$ 0,4 b pour des neutrons thermiques à 13 mb pour des neutrons de 0,5 MeV, nous pouvons conclure à la présence de neutrons d'énergie faible ou moyenne. Les taux de comptage observés correspondent à $1^{+0,5}_{-0,15}.10^6$ neutrons de toutes énergies pour la détection par le manganèse et à un nombre de l'ordre de 10^6 pour la détection par le cuivre si l'on suppose que les neutrons émis étaient rapides.

L'activation du potassium et du zinc peut s'interpréter par une réaction (γ, n) ou (n, 2n) sans que l'on puisse décider entre ces deux modes. Les neutrons de la réaction d, t peuvent expliquer au plus un rapport de comptage $^{38}K/^{56}Mn$ = 0,4 alors qu'après explosion ce rapport est au moins égal à 3,5 qui est la valeur trouvée au début du comptage, quelque temps après l'explosion du dernier fil de la série. Ceci tendrait à suggérer l'émission de photons γ énergiques au cours de l'explosion de fils deutérés et tritiés, mais même si cette hypothèse était vérifiée au cours d'autres expériences, nous ne saurions en trouver une explication raisonnable. L'imprécision sur les efficacités de détection au compteur, ainsi que sur le rendement de l'extrac-

Radioéléments	Décroissance	Période observée	Activité au début du comptage	Formation	Abondance isotopique	Remarques sur la formation
—	—	—	—	—	—	—
$^{66}_{29}Cu$	β^- 5,18 min	5 ± 1 min	6 imp/min	$^{65}Cu(n, \gamma)$	31 %	$\sigma_{nth}(1,8 \pm 0,4)\ 10^{-24}$; $\sigma_{0,03\ MeV} = 6,5.10^{-26}$; $\sigma_{0,5\ MeV} = 1,3.10^{-26}$
$^{63}_{30}Zn$	β^+ 38 min	38 ± 1 min	4	$^{64}Zn(\gamma, n)$ ou (n, 2n)	49 %	Seuil de photoproduction 11,65 MeV. $\sigma_{\gamma 17,5}$ env. 11×10^{-26} [16] $\sigma_n = 31 \times 10^{-24}$ [15]
$^{38}_{19}K$	β^+ 7,7 min	6,7 ± 3 min	35	$^{39}K(\gamma, n)$ ou (n, 2n)	93,3 %	Seuil de photoproduction 13,2 MeV. $\sigma_{\gamma 17,5}$ env. $0,8.10^{-26}$ [16] $\sigma_n = 0,9.10^{-26}$ [15]
$^{56}_{25}Mn$	β^- 2,59 h	2,6 h environ	10	$^{35}Mn(n, \gamma)$		$\sigma_{nth} = 13,2.10^-$

tion du ^{28}K de la solution ne nous permet que de fixer un ordre de grandeur très approximatif du nombre de photons γ ou de neutrons d'énergie supérieure à 13 MeV qui pourraient rendre compte des activités observées. Nous avons trouvé qu'il faudrait une émission par explosion de 10^4 à 10^6 photons γ ou neutrons pour expliquer l'activation du potassium ou du zinc.

L'activation du potassium et du manganèse n'a été tentée qu'avec des fils de tantale deutérés et tritiés pour lesquels les réactions vraisemblables avec les éléments en présence étaient les suivantes :

1) $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n + 3{,}3$ MeV,
2) $d + d \rightarrow H + T + 4{,}0$ MeV,
3) $t + d \rightarrow {}^4\text{He} + n + 17{,}6$ MeV.

D'autre part, l'activation du zinc et du cuivre a été réalisée par explosion de fils contenant H, D, et où les deux premières réactions étaient aussi possibles mais non la troisième. La réaction Li(d, n) qui donne un spectre de neutrons ayant un maximum vers 13,5 MeV [15] était aussi une éventualité.

Ces expériences qui ont été conduites dans l'intention d'explorer un nouveau champ de recherches ne sont ni assez détaillées ni assez nombreuses pour que nous puissions en tirer des conclusions sur les processus physiques qu'elles ont mis en œuvre.

Nous pensons néanmoins avoir établi grâce à ces expériences que l'étude des décharges électriques dans les fils forme un intéressant champ de recherches ultérieures.

Manuscrit reçu le 4 juillet 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Anderson (J. A.), *Astrophys. J.*, 1920, **51**, 37-48.
[2] Zarem (A.), Marshall (F.) et Poole (F.), *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 158.
[3] Gold (L.), *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 569.
[4] Conn (W. M.), *Nature*, 1952, n° 4291, 150.
[5] Johnson (R.) et Jones (D.), *Nature*, 1952, n° 4329, 669.
[6] Meunier (R.), Bonpas (M.) et Legrand (J. P.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 145.
[7] Meunier (R.), Bonpas (M.) et Legrand (J. P.), *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 630.
[8] Reynolds (P.) et Craggs (J. D.), *Phil. Mag.*, 1952, **43**, 258.
[9] Meunier (R.), Bonpas (M.) et Legrand (J. P.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 148.
[10] Broda (E.), *B. D. D. A.*, n° 46.
[11] Rotblat (J.), *B. R.* 241.
[12] Gamow et Critchfield, Atomic Nucleus and Nuclear Energy Sources, Clarendon Press.
[13] Teller (E.), *Nucl. Sc. Eng.*, 1956, **1**, 313.
[14] Waffler (H.) et Hirzel (O.), *Helv. Phys. Acta*, 1948, **21**, 200.
[15] Waffler (H.), *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 239.
[16] Katz (L.), *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 271.

LUMINESCENCE DE L'AZOTE SOLIDE (4,2 °K) CONTENANT DES ATOMES OU RADICAUX LIBRES. EFFET DE LA DILUTION PAR L'ARGON [1].

Par Herbert P. BROIDA et Maurice PEYRON [2],
National Bureau of Standards, Washington, D. C.

I. **Introduction.** — Les premières investigations dans le domaine de l'émission des gaz solidifiés contenant des atomes ou radicaux libres sont dues à Vegard [1] et J. C. McLennan et G. M. Shrum [2], qui bombardaient l'azote solide avec un faisceau d'électrons ou de « rayons canaux ». Après trente années d'oubli, des études analogues ont été reprises par H. P. Broida et J. R. Pellam [3], et A. M. Bass et H. P. Broida [4], dans le but de mettre en évidence et d'étudier les espèces chimiques réactives (atomes ou radicaux libres) formées soit au cours des réactions chimiques, soit par bombardement électronique (décharge dans les gaz).

II. **Dispositif expérimental** [4]. — Dans nos expériences, l'azote, soit pur, soit dilué par un gaz inerte, passe à travers une décharge haute fréquence sans électrodes. La décharge est maintenue dans un guide d'onde terminé par un résonateur, au moyen d'un générateur à magnétron oscillant à 2 450 Mc/s (puissance à l'entrée du guide : 125 watts). Les produits provenant de la décharge sont rapidement gelés sur une surface de verre maintenue à la température de l'hélium liquide.

Le solide formé émet, selon le flux de gaz, une lumière verte ou jaune-vert suffisamment brillante pour être vue clairement en plein jour. Après arrêt de la décharge la luminescence verte subsiste en décroissant pendant plusieurs minutes (afterglow). Enfin, si l'on réchauffe le solide, l'intensité lumineuse croît de nouveau, passe par un maximum jaune-vert très brillant, vire au bleu, pour ensuite s'affaiblir et disparaître.

Nous disposons de divers spectrographes à optique interchangeable de quartz ou de verre et du spectrographe à réseau « auroral » ouvert à 0,625 qui nous permet de suivre aisément l'évolution de la luminescence au cours du temps.

III. **Étude de l'azote solide.** — Cette étude a été effectuée antérieurement par A. M. Bass et H. P. Broida [4] ; nous en rappellerons seulement ici les points essentiels.

Si l'on exclut les spectres d'ailleurs faibles provenant d'impuretés (NO, NH), les systèmes les plus importants observés lorsque la décharge dans l'azote fonctionne sont (*fig.* 1) :

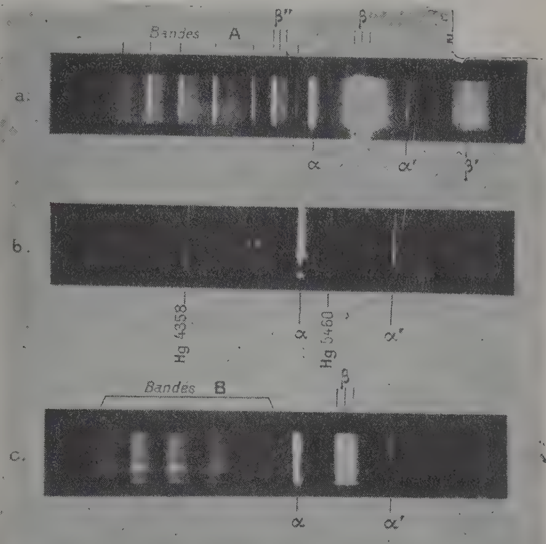


Fig. 1. — Spectre de l'azote solide ; spectrographe à réseau $F/0{,}625$, film 103 F Kodak ; *a*) lorsque la décharge fonctionne, pose 30 s ; *b*) afterglow, pose 1 minute ; *c*) pendant le réchauffement, pose 10 s.

— *Les raies* α : cinq raies vertes relativement fines vers 5 230 Å auxquelles on peut associer la raie α' (5 944 Å) qui apparaît dans les mêmes conditions. Ces radiations ont été attribuées à l'atome d'azote emprisonné dans le solide [5].

— *Les raies* β : trois raies jaunes diffuses entre 5 530 et 5 670 Å. Ces radiations ont été également attribuées à l'atome d'azote. Deux autres groupes de trois raies (β', β'') semblent liées aux raies β. Ces raies n'avaient pas été observées précédemment.

— *Les bandes A* : série de dix bandes s'étendant de 6 390 à 3 572 Å. Ces bandes sont probablement dues à la transition $^5\Sigma_g^+ — A\ ^3\Sigma_u^+$ dans la molécule d'azote [5].

Dans l'afterglow on observe uniquement les raies α et α', dont l'intensité décroît lentement.

[1] Cette recherche a été effectuée dans le cadre du « National Bureau of Standards Free Radicals Research Program » supporté par le « Department of the Army ».

[2] Université de Lyon, France.

Toutes les autres raies ou bandes atteignent une intensité nulle en moins de 0,1 s.

Le spectrographe à réseau de grande ouverture nous a permis d'étudier l'évolution de la luminescence au cours du réchauffement du solide. Dans ces conditions α et β réapparaissent accompagnés par cinq bandes larges et diffuses dans la région bleu-violette du spectre (bandes *B*). Ces bandes sont responsables de la coloration bleue ; elles sont d'ailleurs observées également avec une intensité moindre lorsque la décharge fonctionne et que le débit d'azote est élevé.

IV. Mélanges solides argon-azote. — *a*) Les spectres observés (*fig.* 2). — Lorsque la décharge fonctionne, l'addition d'argon dans l'azote fait disparaître très rapidement les bandes *A* (elles sont

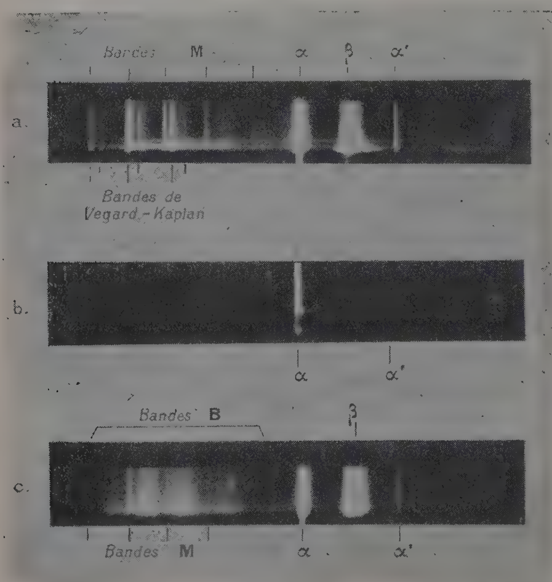


Fig. 2. — Spectre de l'azote solide contenant 20 % d'argon ; spectrographe à réseau *F*/0,625, film 103 F Kodak ; *a*) lorsque la décharge fonctionne, pose 30 s ; *b*) afterglow, pose 1 minute ; *c*) pendant le réchauffement, pose 10 s.

presque invisibles dans le mélange à 95 % d'azote). Par contre, β, β', β″, α et α' décroissent progressivement et disparaissent dans l'argon pur.

L'émission la plus caractéristique des mélanges est le système de Végard-Kaplan, $A\,^3\Sigma_u^+ - X\,^1\Sigma_g^+$ mis en évidence pour la première fois par Végard dans des conditions analogues. Ce système semble surtout intense pour de faibles concentrations en azote (entre 5 et 20 %). Nous observons les bandes comprises entre 2 222 et 4 626 Å (0-2 à 0-13 ; 1-7 à 1-11). Ce système, qui apparaît faiblement dans le gaz soumis à des conditions d'excitation très spéciales (effluve, bombardement par un faisceau électronique, aurore boréale), est ici extrêmement intense ; nous obtenons une exposition normale en 30 s sur plaque 103 a O Kodak avec un spectrographe à optique de quartz ouvert à *F*/4.

Enfin, pour de faibles concentrations en azote apparaît un nouveau système composé de bandes très étroites (bandes *M*) qui subsiste seul dans l'argon solide et donne à ce dernier une luminescence bleue. Ce groupe de bandes, déjà signalé par Végard [6]. est situé dans la même région que les bandes *A*. Les deux systèmes, qui se recouvrent parfois ont d'ailleurs un aspect commun. De longues expositions montrent cependant que les bandes *A* et les raies α et β sont présentes. Ceci semble indiquer que l'argon spectroscopiquement pur que nous utilisons contient une très petite quantité d'azote. L'addition d'une petite quantité d'azote fait décroître rapidement l'intensité des bandes *M*, alors que le système de Végard-Kaplan devient de plus en plus apparent.

L'afterglow n'est pas modifié ; on y observe uniquement les raies α et α'.

Lors du réchauffement α et β, accompagnés des cinq bandes diffuses bleu-violettes, apparaissent. Simultanément, les bandes de Végard-Kaplan sont observées au cours d'un véritable éclair lumineux avec une intensité comparable à celle qu'elles ont lorsque la décharge fonctionne. Les bandes *M* apparaissent également.

b) Modifications dans la structure des bandes. — Une comparaison des bandes ou raies communes à l'azote pur et aux mélanges montre que certains systèmes ne sont pas modifiés (*A*, α, α') mais que les raies β et β″ ont un aspect très différent dans les deux cas (*fig.* 3).

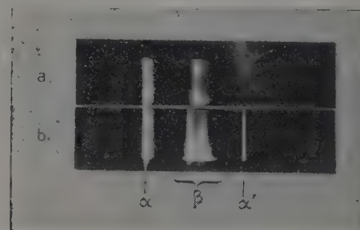


Fig. 3. — *a*) Raies β dans le mélange solide azote-argon à 20 % d'azote ; *b*) mêmes raies dans l'azote solide. Spectrographe à réseau *F*/0,625.

Le groupe des trois raies β se réduit à deux dans le mélange argon-azote. De plus, les raies deviennent plus larges et plus diffuses et sont déplacées d'environ 30 Å du côté des grandes longueurs d'onde, dans le cas du mélange à 20 % d'azote. Ce déplacement croît avec la concentration en argon. Les raies β″ sont affectées de la même manière.

V. **Discussion.** — Ces premiers résultats semblent confirmer les interprétations que Herzfeld et Broida ont donné du spectre de l'azote solide [6]. Le spectre de raies serait dû à un nombre appréciable d'atomes d'azote formés dans la décharge et emprisonnés dans le solide. Ces raies se présentent le plus souvent sous forme de groupe compact (α, β) dus probablement au dédoublement des niveaux d'énergie sous l'influence du réseau solide. Les irrégularités de ce réseau permettent en outre d'expliquer l'aspect diffus de certaines raies (β, β''). L'addition d'argon, en modifiant profondément le réseau solide, affecte les raies qui sont les plus sensibles aux influences des atomes voisins (β, β''). Ces raies se déplacent et deviennent de plus en plus diffuses à mesure que la proportion d'argon croît.

Il est, pour le moment, plus difficile de coordonner les observations relatives aux bandes. Contrairement à ce qui a été dit [5], les bandes *A* n'apparaissent pas lors du réchauffement du solide. Il est donc possible qu'elles soient dues à la molécule excitée au cours de la décharge. Les bandes de Vegard-Kaplan apparaissent avec une intensité extrêmement forte lorsqu'on réchauffe le solide plusieurs minutes, après l'avoir formé. Comme il est difficile de concevoir une molécule qui se maintient à l'état excité pendant un temps aussi long, on est amené à conclure que ces bandes proviennent d'une molécule N_2 nouvellement formée à partir de deux atomes emprisonnés dans le réseau solide. Les bandes *A* et les bandes de Vegard-Kaplan devraient avoir un niveau commun d'après les théories proposées ; or elles apparaissent dans des conditions très différentes, ce qui suppose une origine différente. De plus, il n'est pas encore certain que les bandes *M* soient attribuables à l'argon, car leur intensité, très faible dans l'argon pur, croît lorsque ce dernier contient une petite quantité d'azote (0,6 %). Les bandes diffuses (*B*) semblent liées aux raies β et à la température. Une étude de la température du solide et de ses relations avec l'émission nous montrera sans doute de manière plus précise dans quelle mesure cette affirmation est exacte. D'autres diluants seront également utilisés, en vue d'étudier le déplacement des raies β et β'' en fonction des dimensions du réseau solide.

Nous pouvons affirmer dès maintenant que ces expériences sont d'un intérêt certain, à la fois pour la connaissance des phénomènes de la décharge dans les gaz, et pour une meilleure compréhension de l'état solide. De nombreuses réactions mettant en jeu des produits intermédiaires instables à courte durée de vie peuvent être également étudiées d'une façon analogue.

L'un de nous (M. P.), tient à exprimer sa gratitude au Dr Broida pour lui avoir donné la possibilité de développer ces recherches dans le cadre du « Free Radicals Program » au National Bureau of Standards.

Manuscrit reçu le 20 août 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Végard (L.), *Nature*, 1924, **113**, 716.
[2] McLennan (J. C.) et Shrum (G. M.), *Proc. Roy. Soc.*, London, 1924, A **106**, 138.
[3] Broida (H. P.) et Pellam (J. R.), *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 845.
[4] Bass (A. M.) et Broida (H. P.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 1740.
[5] Herzfeld (C. M.) et Broida (H. P.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 606.
[6] Végard (L.), Spectra from solidified gases and their interpretation, Mathematisk - naturvidenskapelingklasse, Oslo, 1930, n° 2.

ÉTUDE DE LA STRUCTURE DES NIVEAUX DE L'HÉLIUM PAR SPECTROSCOPIE OPTIQUE A TRÈS BASSE TEMPÉRATURE.

Par MM. J. BROCHARD, R. CHABBAL, H. CHANTREL et P. JACQUINOT,
Laboratoire Aimé-Cotton, C. N. R. S., Bellevue.

Dans un article de 1952 [1], nous avons déjà publié des résultats relatifs aux niveaux 2 ^3P, 3 ^3P, 3 ^3D de He_4. Ces résultats avaient été obtenus en utilisant comme source une cathode creuse immergée dans l'hydrogène liquide.

Nous avons repris cette étude en l'étendant au niveau 4 ^3D et surtout à He_3 et en cherchant à améliorer la précision notamment par l'emploi d'une lampe à cathode creuse refroidie par un bain *d'hélium liquide* en dessous du point λ. Sauf en ce qui concerne les dispositifs expérimentaux qui sont à peu près les mêmes dans les deux cas, nous ne traiterons dans cet article que de He_4. Les résultats relatifs à He_3 seront publiés dans un très prochain article.

La précision obtenue précédemment pour le niveau 2 ^3P avait déjà permis d'amener l'incertitude à une valeur inférieure à l'écart entre l'expérience et la théorie. Il nous a cependant paru utile de reprendre l'étude de ce niveau parce que la structure des niveaux D est obtenue non pas directement, mais par différence des écarts des niveaux P. Pour les autres niveaux la précision relative était beaucoup plus faible et il était nécessaire de chercher à l'améliorer.

Les niveaux de He_4 sont actuellement étudiés par radiofréquence avec une très grande précision par W. E. Lamb et T. H. Maiman [2] ; une seule mesure a été jusqu'ici publiée par ces auteurs mais d'autres sont annoncées (Tableau III). Il sera intéressant de comparer les résultats obtenus par des voies très différentes et pour cela de pousser au maximum la précision optique ; mais les expériences relatives à He_4 décrites ici étaient presque toutes terminées lorsque nous avons connu les expériences de Lamb et la précision que nous avons cherchée n'avait donc pas pour but la comparaison optique-radiofréquence.

Dispositif expérimental. — Source. — La source est une lampe à cathode creuse présentant de grandes analogies avec celle qui a été utilisée pour les expériences précédentes (*fig. I*). Ici encore nous avons cherché à provoquer une circulation de gaz par thermosiphon. La décharge échauffe dans le trou cathodique un volume faible de gaz sous très faible pression donc de très faible capacité calorifique. Pour que l'échauffement soit faible il faut donc une vitesse de circulation très grande et il faut chercher à freiner le moins possible la circulation du gaz. Le gaz échauffé provenant du trou

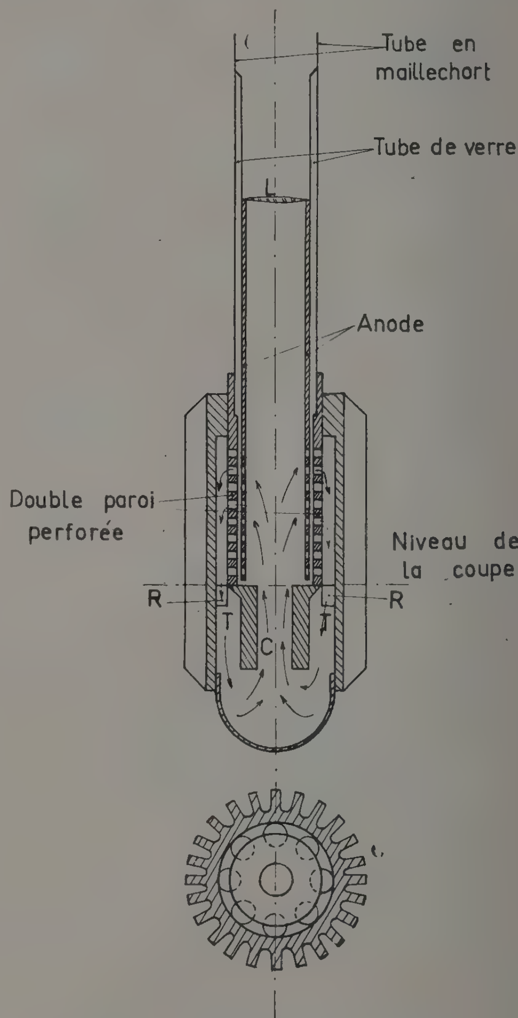


Fig. I. — Lampe à cathode creuse.

C : trou cathodique.
R : rainure circulaire.
T : trous d'écoulement du gaz froid, percés borgnes dans la rainure R.
L : lentille collectrice reposant sur l'anode, qui est fendue en plusieurs points sur quelques mm suivant les génératrices pour faciliter le passage du gaz.

cathodique traverse l'anode perforée de nombreux trous de 2 mm de diamètre puis une double paroi également perforée. Cette paroi est très près de l'anode (1 mm) et joue le rôle d'écran : elle permet de donner au compartiment annulaire de refroidissement une plus grande dimension sans risquer que la décharge ne s'y produise. Le gaz pénètre

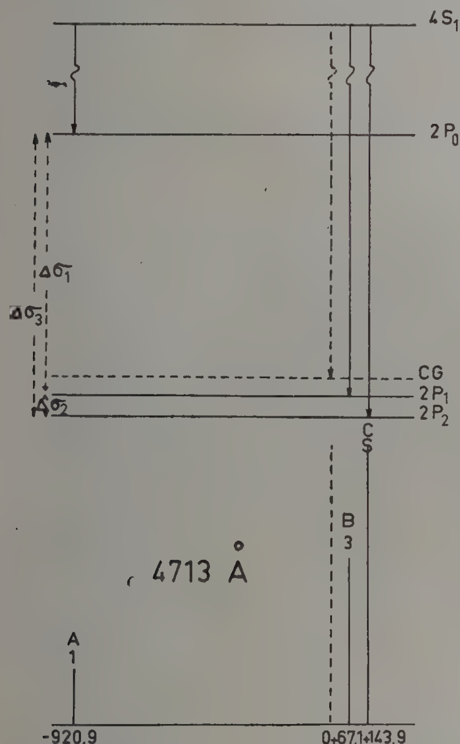


Fig. II-A. — Schéma de niveaux et de structure λ 4713.

dans le compartiment annulaire (de grande surface latérale froide) s'y refroidit puis rejoint le bas du trou cathodique C, qui est sans fond, par 6 trous latéraux d'écoulement T offrant une faible impédance. Aux faibles courants la tache cathodique a un diamètre très petit. Afin de n'utiliser que cette tache — en ayant cependant une étendue de faisceau du moins égale à celle que l'interféromètre peut accepter — compte tenu de son diamètre et de la résolution adoptée — nous avons été amenés à placer à l'intérieur de la lampe une lentille collectrice L donnant de la tache cathodique une image sur la fenêtre de sortie. Le vase à hélium liquide a une contenance d'environ 1,5 litre ; la partie inférieure qui contient la source est rétrécie pour diminuer la quantité inutile d'hélium liquide. Dans le goulot, relativement large, sont placés horizontalement des écrans de rayonnement. Une plaque métallique, où sont soudées l'enveloppe extérieure de la lampe, un tube de pompage et un tube de remplissage, ferme hermétiquement le vase grâce à un joint torique s'appuyant sur un rodage plan. Un grand vase extérieur rempli d'azote liquide entoure entièrement le vase à hélium jusqu'à une dizaine de centimètres de la plaque de fermeture. Les deux vases sont munis de fenêtres claires permettant l'observation du niveau d'hélium. Le passage de l'hélium à l'état superfluide est obtenu après une dizaine de minutes de pompage. L'hélium liquide dont le niveau arrive à mi-hauteur se trouve alors dans de bonnes conditions d'isolement et pour les faibles courants employés (10 μA) un seul remplissage peut assurer une dizaine d'heures de fonctionnement. La température du vase déduite de la pression de vapeur était de l'ordre de 1,8 °K. La lampe était alimentée à travers une très forte résistance ballast (de 1 à 50 MΩ) par une alimentation à tension stabilisée et réglable. On utilisait

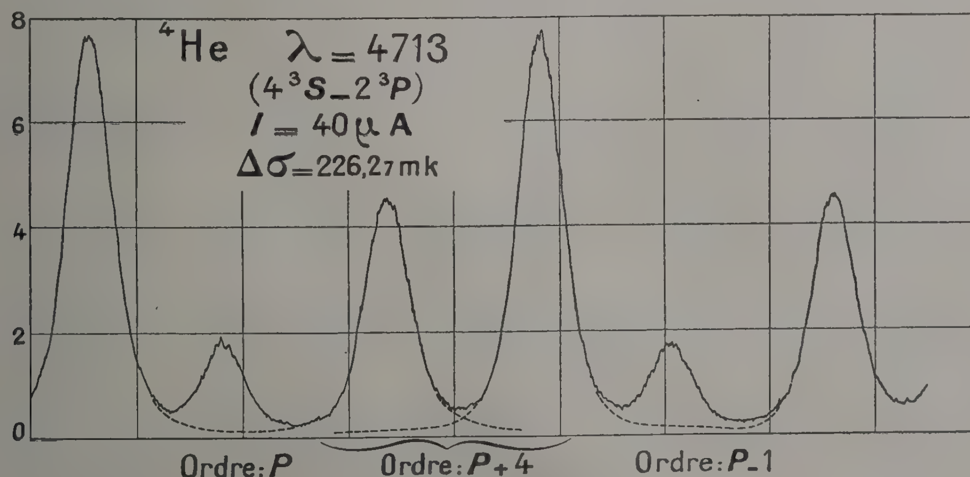


Fig. II-B. — Enregistrement λ 4 713.

en général une tension totale de l'ordre de 1 000 volts pour une tension aux bornes de la lampe de l'ordre de 150 à 200 V.

La pression de l'hélium dans la lampe, de l'ordre de 100 μ de Hg, a été réglée au mieux pour chaque expérience, sa valeur dépend du courant utilisé. Elle est plus faible dans le cas du bain d'hélium superfluide. Elle est toujours très critique : la brillance de la source présentant un maximum très aigu pour une pression bien déterminée au-dessous de laquelle la décharge passe d'ailleurs dans l'anode.

Interféromètre et dispositif d'enregistrement. — Comme dans le travail antérieur, nous avons utilisé un spectrophotomètre Fabry-Perot à balayage par variation linéaire de pression. Le dispositif qui a été amélioré à divers points de vue sera décrit ailleurs. Dans le cas de He_3 nous avons toujours utilisé un interféromètre à deux étalons associés.

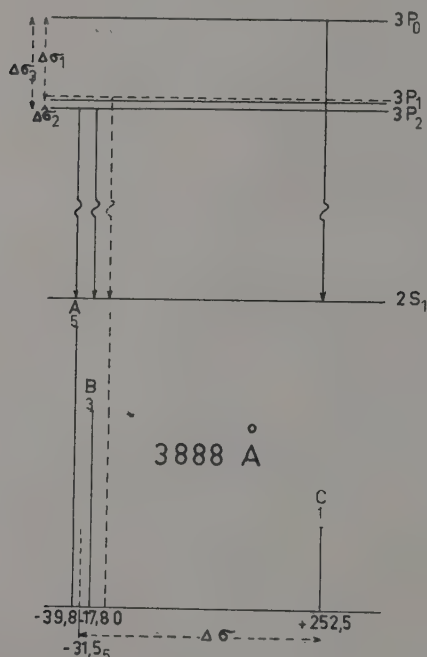


Fig. III-A. — Schémas de niveaux et de structure λ 3 889.

Facteurs divers limitant la précision. — Deux causes fondamentales et liées limitent la précision : ce sont la finesse de raie et la luminosité. La finesse de raie intervient dans la précision de la détermination d'une raie isolée ; elle intervient surtout dans l'analyse des groupes de raies non entièrement résolues. La luminosité intervient par le rapport signal/bruit, proportionnel à la racine carrée du flux émergeant.

La luminosité et la résolution variant en sens inverse, il faut faire un compromis entre ces deux facteurs. Il est avantageux de tolérer un élargissement non négligeable par l'appareil afin de pouvoir ainsi disposer de plus d'étendue de faisceau et diminuer le courant dans la source, ce qui permet à celle-ci d'émettre des raies plus fines.

En outre, afin d'obtenir un rapport signal/bruit satisfaisant tout en utilisant un courant très faible dans la source, nous avons été amenés à enregistrer lentement (1/4 à 3/4 heure par ordre d'interférence)

Dans la plupart des cas la précision est essentiellement limitée par ces facteurs fondamentaux. Cependant la structure de la raie 4 713 Å a été obtenue parfaitement résolue avec des fluctuations très faibles.

D'autres facteurs non fondamentaux interviennent pour limiter la précision des mesures. Ils se traduisent surtout par des écarts à la linéarité de l'échelle des nombres d'ondes sur l'enregistrement et seuls des enregistrements présentant une excellente régularité des différents ordres d'interférence ont été retenus

Étude du niveau 2 ³*P*. — Ce niveau peut être étudié à l'aide des raies :

$2\ {}^3P \rightarrow 2\ {}^3S$	(10 380 Å)
$3\ {}^3S \rightarrow 2\ {}^3P$	(7 065 Å)
$4\ {}^3S \rightarrow 2\ {}^3P$	(4 713 Å)
$5\ {}^3S \rightarrow 2\ {}^3P$	(4 121 Å).

Nous avons utilisé uniquement la raie 4 713 Å qui est plus intense et moins sensible aux perturbations diverses que ses homologues supérieurs.

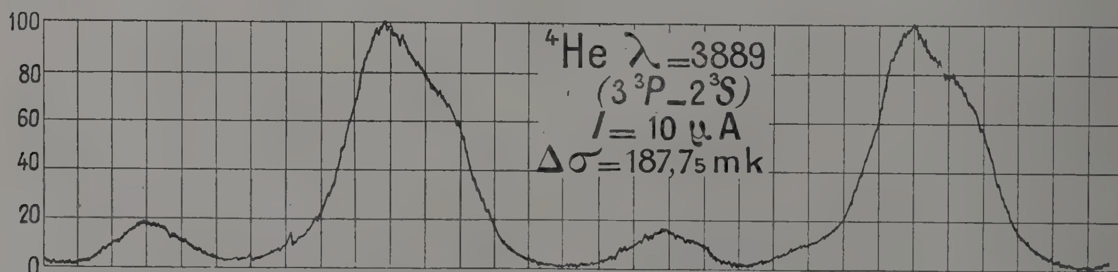


Fig. III-B. — Enregistrement λ 3 889.

TABLEAU I

Comparaison des résultats obtenus sur le niveau $2\,^3P$

	Théorie	Littérature	B. C. C. J.
$\Delta\sigma_1$ $(2P_0 - 2P_1)$	560 [4]	992 [9]	988,0 ± 0,4
	730 [5]	990 [10]	
	974 [6]	996 [11]	
	840 [7]	991 ± 3 [12]	
	940 [8]	988 ± 1 [1]	
$\Delta\sigma_2$ $(2P_1 - 2P_2)$	59 [4]	71 [9]	76,8 ± 0,2
	35 [5]	77 [10]	
	140 [6]	78 [11]	
	—50 [7]	79 ± 2 [12]	
	68 [8]	76,5 ± 0,7 [1]	
$\Delta\sigma_3$ $(2P_0 - 2P_2)$			1 064,8 ± 0,4

TABLEAU II

Enregistrement Bain d'hélium liquide	Nombre de mesures	Poids	$\Delta\sigma_1$	$\Delta\sigma_2$	$\Delta\sigma_3$
A non pompé	6	6	987,9	76,75	1 064,65
B pompé	4	5	988,2	76,8	1 065,0
C pompé	2	2	988,0	76,9	1 064,9
D (enregistrement de qualité médiocre)	2	1	987,2	77,1	1 064,9
E non pompé (médiocre)...	4	0,5	987,2	76,8	1 064
Moyenne			988	76,8	1 064,8

TABLEAU III

Comparaison des résultats obtenus sur le niveau $3\,^3P$

	Théorie	Littérature	B. C. C. J.
$\Delta\sigma_1$ $(3P_0 \to 3P_1)$	218 [8]	270 [9]	270,3 ± 1,5
$\Delta\sigma_2$ $(3P_1 \to 3P_2)$	17,6 [8]	265 ± 20 [1]	22 ± 1
		20 [9]	
		25 ± 10 [1]	
		21,95 ± 0,03 [2]	
$\Delta\sigma_3$ $(3P_0 \to 3P_2)$		290 [9]	292,3 ± 0,7
$\Delta\sigma$ $(3P_0 \to 3P_{1,2})$		286 [9]	284,0 ± 0,5
		287 ± 4 [12]	

TABLEAU IV

Raie 5 875 Å

Intervalles mesurés : $A - B = 942{,}7 \pm 0{,}6$

$B - (C + E) = 74{,}3 \pm 0{,}4$ $\quad B - C = 73{,}8 \pm 0{,}5$

$A - (C + E) = 1\,017{,}0 \pm 0{,}6$ $\quad AC = 1\,016{,}5 \pm 0{,}7$

Niveau $3\,^3D$: $\Delta\sigma_1$ $(3D_1 - 3D_2) = 45{,}3 \pm 1$

$\Delta\sigma_2$ $(3D_2 - 3D_3) = 3{,}0 \pm 0{,}8$

$\Delta\sigma_3$ $(3D_1 - 3D_3) = 48{,}3 \pm 1$

Par ailleurs nous ne possédons pas de cellule suffisamment sensible au rouge ou au proche infrarouge pour étudier les raies 10 830 Å et 7 065 Å dans une source à faible intensité.

Pour cette raie, nous avons utilisé un étalon dont l'intervalle entre ordres était de 226,26 mK (à 1/2 atm.). La finesse réflectrice des lames était de l'ordre de 55, mais, compte tenu des défauts des lames, la largeur de raie propre à l'interféromètre était de l'ordre de 10 mK. Nous avons obtenu un excellent enregistrement à 80 μA dans l'hélium non pompé et des enregistrements parfaitement résolus entre 50 μA et 30 μA dans l'hélium pompé.

Les résultats, exprimés en mK (10^{-3} cm^{-1}), sont donnés dans le tableau I (page 599) et comparés aux valeurs expérimentales trouvées dans la littérature et aux valeurs théoriques.

Précision. — La marge d'erreur indiquée a été appréciée en tenant compte à la fois de l'estimation des erreurs possibles et de la concordance entre les séries de mesures. A titre d'exemple nous donnons pour cette raie le tableau des résultats obtenus (Tableau II page 599).

Dans l'attribution des poids on a tenu compte non seulement du nombre de mesures mais aussi des qualités diverses, fluctuations, résolution, constance des ordres et des intensités. L'enregistrement E appartient à une première série plus ancienne.

Étude du niveau 3 ^3P. — Il a été atteint par la raie 3 $^3P \to 2$ ^3S 3 889 Å dont la structure est donnée sur la figure III-A.

Les 2 composantes intenses ne sont pas résolues (*fig. III-B*).

Le niveau 2 ^3S étant métastable la raie est auto-absorbée même pour des courants très faibles. On constate que le rapport d'intensité $\frac{A+B}{C}$ tend vers la valeur théorique $\frac{8}{1}$ à mesure qu'on abaisse le courant. Pour un courant de 20 μA cette valeur théorique est pratiquement atteinte et nous avons opéré avec un courant de 10 μA pour nous ménager une certaine marge de sécurité. Pour analyser la structure, on commence par déterminer le centre de gravité de la configuration non résolue ($A + B$) et à mesurer sa distance à C. On reproduit ensuite A et B à partir du profil de la raie C à l'échelle des intensités théoriques et l'on recherche pour quelle position de ces reproductions de part et d'autre du centre de gravité l'on retrouve la configuration ($A + B$) enregistrée. On constate d'ailleurs que, même avec un courant de 10 μA seulement, il subsiste au sommet de la configuration ($A + B$) un résidu d'auto-absorption de l'ordre de 2 %.

Nos résultats sont reproduits sur le tableau III et comparés à ceux d'autres auteurs.

Niveau 3 ^3D. — Il a été atteint à partir de la raie 3 $^3D \to 2$ ^3P 5 876 Å. Le tableau IV, p. 599 et les figures IV-A et B donnent nos résultats, qui

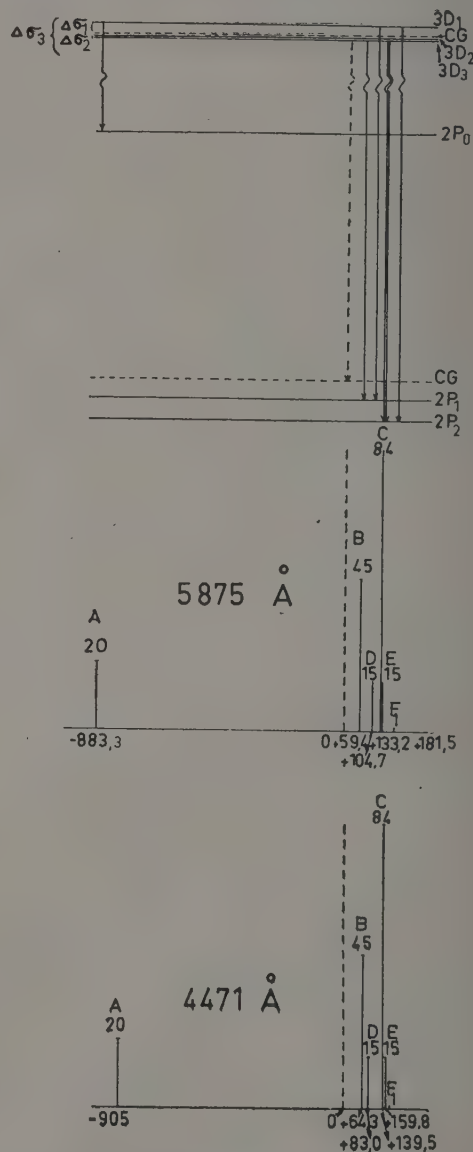


Fig. IV-A — Shéma de niveaux et structure des raies λ 5 875 Å et λ 4 471 Å.

Sur le schéma supérieur : De gauche à droite les transitions partent des niveaux 3 D_1, C. G. (transitions en pointillé), 3 D_2, 3 D_1, 3 D_3, 3 D_2, et 3 D_1.

Sur le schéma inférieur : Le nombre 159,8 en bas à droite se rapporte à la petite composante F_1. Le nombre 139,5 concerne l'ensemble des raies C et E.

TABLEAU V

COMPARAISON DES RÉSULTATS OBTENUS SUR LE NIVEAU $3\,^3D$

	THÉORIE	LITTÉRATURE	B. C. C. J.
$\Delta\sigma_1$ $(3D_1 - 3D_2)$	42,6 [8]	42 ± 5 [10]	45,3 ± 1
		44,5 ± 3,5 [1]	
$\Delta\sigma_2$ $(3D_2 - 3D_3)$	2,5 [8]	5 ± 5 [10]	3,0 ± 0,8
		5 [12]	
		4 ± 2 [1]	
$\Delta\sigma_3$ $(3D_1 - 3D_3)$	45,1 [8]	47 [10]	48,3 ± 1
		54 [12]	
		48,5 ± 3 [1]	

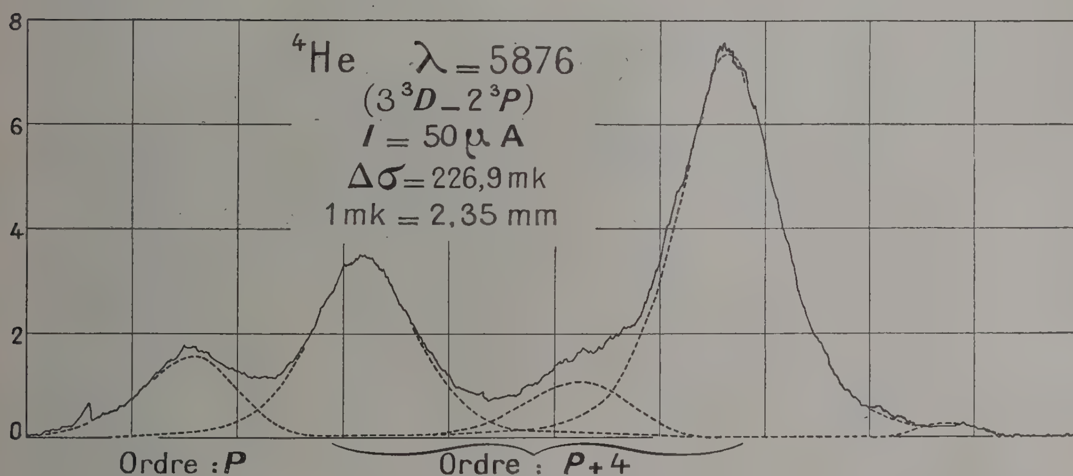


FIG. IV-B. — Enregistrement λ 5 875.

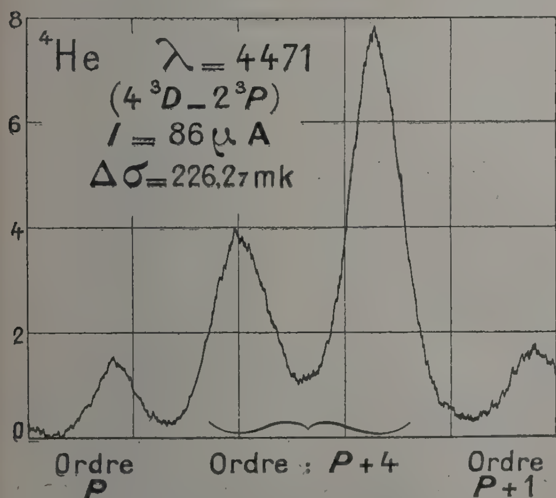


FIG. IV-C. — Enregistrement λ 4 471.

TABLEAU VI

RAIE 4 471 Å

Intervalles mesurés :

$A - (B + D) = 973,5 \pm 1$ $\quad A - B = 969,3 \pm 0,8$
$(B + D) - C = 71,1 \pm 0,8$ $\quad B - C = 75,3 \pm 0,6$
$A - (C + E) = 1\,044,6 \pm 0,8$

Niveau $4\,^3D$: $\Delta\sigma_1 = 18,7 \pm 1$
$\Delta\sigma_2 = 1,8 \pm 1$
$\Delta\sigma_3 = 20,5 \pm 1,5$

TABLEAU VII

COMPARAISON DES RÉSULTATS OBTENUS SUR LES NIVEAU 4^3D

	THÉORIE	LITTÉRATURE	B. C. C. J.
$(4D_1 - 4D_2)$			18,7 ± 1
$(4D_2 - 4D_3)$			1,8 ± 1
$(4D_1 - 4D_3)$	19 [8]	16 [10]	20,5 ± 1

sont comparés tableau V, p. 601 aux résultats antérieurs.

Niveau 4 ^3D. — Le niveau 4 ^3D a été déduit de l'analyse de la raie 4 $^3D \rightarrow 2\ ^3P$, 4 471 Å dont la structure est reproduite figure IV-A à partir de nos valeurs dont les tableaux VI et VII, p. 601 donnent l'exposé détaillé.

Les auteurs remercient M. Spoendlin, Ingénieur au Laboratoire Aimé-Cotton, pour le concours qu'il leur a apporté dans l'utilisation de l'hélium liquide.

Manuscrit reçu le 23 juillet 1957.

Note ajoutée à la correction des épreuves.

Depuis le dépôt du manuscrit, nous avons eu connaissance de résultats obtenus en radiofréquences — évidemment beaucoup plus précis — relatifs aux niveaux : 2 ^3P et 3 ^3P et publiés par I. Wieder et W. E. Lamb, *Phys. Rev.*, 1957, **107** (1), 125-134.

Avec les marges d'incertitude que nous avons indiquées, il y a compatibilité pour les écarts 3 $^3P_1$ — 3 $^3P_0$ et 3 $^3P_2$ — 3 $^3P_1$, mais il y a pour 2 $^3P_2$ — 2 $^3P_1$ un désaccord de 0,15 mK entre notre valeur extrême et celle de I. Wieder et W. E. Lamb. Il ne nous est pas possible à l'heure actuelle de préciser si ce désaccord est dû à une évaluation insuffisante de notre marge d'erreur (ce qui est cependant très peu probable), ou à une erreur systématique, ou à une cause plus profonde.

A la suite de ce désaccord, nous envisageons de reprendre une série de mesures sur le niveau 2 ^3P.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Brochard (J.), Chabbal (R.), Chantrel (H.) et Jacquinot (P.), *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 433.
[2] Lamb (W. E.), *Phys. Rev.*, 1957, **105** (2), 559. Lamb (W. E.) et Maiman (T. H.), *Phys. Rev.*, 1957, **105** (2), 573.
[3] Brochard (J.), Chabbal (R.), Chantrel (H.) et Jacquinot (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 935-937.
[4] Heisenberg (W.), *Z. Physik*, 1926, **39**, 499.
[5] Gaunt (J. A.), *Proc. Roy. Soc.*, 1929, **122**, 513 ; *Trans. Roy. Soc.*, 1929, **228**, 151.
[6] Breit (G.), *Phys. Rev.*, 1929, **36**, 383 ; 1932, **39**, 616.
[7] Bethe (H. A.), *Hand. Physik* (Berlin, 1933), 2e édit., vol. **24**, 1, p. 378-383.
[8] Araki (G.), *Proc. Phys. Math. Soc.*, Japan, 1937, **19**, 128.
[9] Houston (W. V.), *Phys. Rev.*, 1927, (A) **29**, 749 ; *Proc. Nat. Soc.*, 1927, **13**, 91.
[10] Hansen (G.), *Nature*, 1927, **119**, 237 ; *Verhandl. Deut. Physik Ges.*, 1929, **10**, 5.
[11] Meggers (W. F.), *J. Research Nat. Bur. Standards*, 1935, **14**, 487.
[12] Fred (M.), Tomkins (F. S.), Brody (J. K.) et Hamermesh (M.), *Phys. Rev.*, 1951, **82** (3), 406.

LETTRES A LA RÉDACTION

DÉLAI ÉLECTRONIQUE RÉGLABLE DANS LA RÉGION DES MICROSECONDES.

Par J. F. VERVIER et P. C. MACQ,
Centre de Physique Nucléaire
de l'Université de Louvain, Belgique.

Dans les expériences utilisant des circuits de coïncidences rapides avec canaux latéraux (corrélation angulaire, études de temps de vol, ...), les impulsions, dans les canaux latéraux, passent dans des discriminateurs ou des analyseurs de hauteur d'impulsion ; elles subissent, de ce fait, des retards de quelques microsecondes par rapport aux impulsions du canal central, ces retards varient d'ailleurs avec leur amplitude. Il faut donc introduire, dans les différents canaux, des délais réglables de quelques microsecondes, pour compenser ces divers retards. Pour cela, on utilise en général des séries de filtres self-capacité formant des lignes de délai artificielles ; par cette méthode, l'amplitude des impulsions retardées diminue si le délai augmente. Nous avons construit un délai électronique, réglable de 2.10^{-6} à 10^{-5} sec, avec une précision de 10^{-7} sec ; l'amplitude des impulsions résultantes est indépendante du délai. De plus, l'entrée comporte un discriminateur qui peut être utilisé dans les canaux latéraux à la sortie des amplificateurs linéaires. Le schéma du délai électronique est représenté sur la figure 1.

Les impulsions passent d'abord dans un discriminateur rapide, avec lampe à émission secondaire EFP60 ; le schéma détaillé et les caractéristiques de ces discriminateurs sont donnés à la référence 1. A chaque impulsion qui dépasse le seuil du discriminateur, correspond, à l'anode de l'EFP60, une impulsion rectangulaire négative, dont la durée dépend de la capacité C_1 de couplage entre la dynode et la grille de l'EFP60 : en changeant cette capacité de 50 en 50 pF, on peut faire varier la durée de l'impulsion de 10^{-7} en 10^{-7} sec. Les impulsions rectangulaires sont alors différentiées par une capacité de 1 000 pF et une résistance de 75 ohms ; on obtient ainsi deux impulsions successives, la 1re négative, la 2e positive, séparées par un intervalle de temps que l'on peut régler en changeant la capacité C_1. Ces deux impulsions sont envoyées dans un second discriminateur rapide, du même type que le premier, mais avec une capacité C_2 fixe : l'impulsion négative n'influence pas le discriminateur, la positive le déclenche, si elle dépasse son seuil. Les impulsions de sortie sont prises à la dynode de l'EFP60 du second discriminateur, où elles sont positives ; elles ont une amplitude constante de 30 volts. Leur largeur est déterminée par la capacité C_2 du 2e discriminateur et peut donc être réglé s'il est nécessaire. Leur retard par rapport à l'impulsion d'entrée est variable avec la capacité C_1 du 1er discriminateur : avec les valeurs de C_1 indiquées

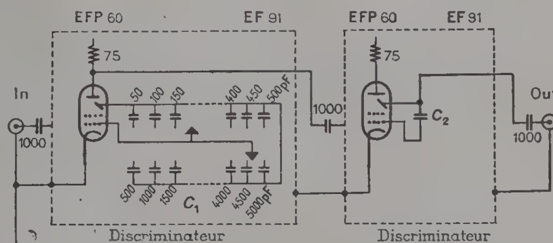


FIG. 1. — Schéma du délai électronique.
Les discriminateurs sont décrits par MOODY et al. (réf. 1).

sur la figure 1, on peut régler le délai de 10^{-7} sec en 10^{-7} sec, entre 2.10^{-6} et 2.10^{-5} sec.

Le délai électronique réglable nous a notamment permis de mesurer les temps de résolution de circuits de coïncidence et d'anti-coïncidence lents, de l'ordre de 0,7 μ sec. Le même principe a été appliqué avec succès à des délais électroniques dans la région des millimicrosecondes, et un circuit de coïncidences rapides retardées a été construit (réf. 2).

Nous remercions M. le Pr M. de Hemptinne et MM. A. Meessen et G. Deutsch pour leurs conseils et suggestions à l'occasion de ce travail, et le Département d'Électronique du laboratoire pour la construction du circuit.

Lettre reçue le 15 juillet 1957.

RÉFÉRENCES

[1] MOODY (N. F.), MACLUSKY (C. J.) et DEIGHTON (M. O.), *Electronic Engineering*, 1952, **24**, 214.
[2] MACQ (P.) et VERVIER (J.), *Rev. Sc. Instr.* (en publication).

SUR LA MÉTHODE DE MESURE DES SECTIONS EFFICACES DE DIFFUSION INÉLASTIQUE POUR LES NEUTRONS RAPIDES.

Par J. Vervier,
Centre de Physique Nucléaire de l'Université de Louvain, Louvain (Belgique).

On détermine, en général, la section efficace de diffusion inélastique pour les neutrons rapides en mesurant le flux de neutrons sur le diffuseur et l'intensité des γ de désexcitation [1] : le diffuseur a souvent la forme d'un anneau qui entoure le détecteur γ, et on étudie les γ émis à environ 90° du faisceau incident. Cette méthode suppose que la distribution angulaire des γ est isotrope ; cette hypothèse est faite explicitement par Khien [2] et Freeman [3], et, implicitement, par d'autres expérimentateurs. Des travaux récents [4 à 6] ont montré que la distribution angulaire des γ de désexcitation est anisotrope, et symétrique autour de 90° où elle passe par un minimum ; les sections efficaces de diffusion inélastique, mesurées jusqu'à présent, sont donc entachées d'une erreur systématique due à cette anisotropie : les résultats sont plus petits que les valeurs réelles.

Nous avons calculé un facteur de correction $\bar{I}/I_{90}$ qui tient compte de cette anisotropie, en divisant l'intensité moyenne $\bar{I}$ des rayons γ déterminée à partir des courbes des distributions angulaires [4 à 6], par l'intensité I_{90} des γ à 90° ; les résultats sont repris dans le tableau I. Notons que la valeur de $\bar{I}/I_{90}$ pour le fer à 1,77 MeV est peu certaine car elle est basée sur les résultats de Van Loef [4] qui sont pourvus d'une incertitude assez élevée. On voit, d'après le tableau I, que le coefficient de correction varie avec l'énergie des neutrons et l'élément étudié ; contrairement au cas du fer, $\bar{I}/I_{90}$ pour le titane change considérablement entre 2,25 et 2,45 MeV.

Si on applique la correction d'anisotropie aux résultats de Khien [2], les nouvelles valeurs de la section efficace de diffusion inélastique pour le fer s'écartent encore plus que les anciennes des prévisions théoriques de Hauser et Feshbach [7]. Van Loef [4] a corrigé ses résultats en tenant compte de l'anisotropie des γ, mais il a apparemment supposé que le coefficient de correction était indépendant de l'énergie des neutrons incidents, ce qui ne semble pas exact, d'après les résultats du tableau I.

TABLEAU I

Facteur de correction $\bar{I}/I_{90}$ à appliquer aux sections efficaces de diffusion inélastique pour tenir compte de l'anisotropie dans la distribution angulaire des γ de désexcitation. $\bar{I}$ est calculé d'après la distribution angulaire donnée dans la référence. L'incertitude sur $\bar{I}/I_{90}$ est estimée d'après les erreurs statistiques indiquées dans la référence.

Élément	Fe	Fe	Fe	Fe	Ti	Ti	Ni
Énergie des neutrons incidents (MeV) ..	1,66	1,77	2,25	2,45	2,25	2,45	2,45
$\bar{I}/I_{90}$	1,29 ± 0,10	1,7 ± ?	1,14 ± 0.05	1,14 ± 0,03	1,23 ± 0,07	1,11 ± 0,03	1,13 ± 0,03
Référence	6	4	5	5	5	5	5

En conclusion, les valeurs absolues des sections efficaces de diffusion inélastique pour les neutrons rapides, mesurées jusqu'à présent, doivent être multipliées par un facteur correctif qui tient compte de l'anisotropie dans la distribution angulaire des γ de désexcitation, et qui varie probablement avec l'énergie des neutrons incidents, et l'élément étudié. Pour mesurer une section efficace de diffusion inélastique, il faut donc, soit intégrer la section efficace différentielle correspondante, soit mesurer l'intensité et la distribution angulaire des γ de désexcitation.

Lettre reçue le 27 juillet 1957.

RÉFÉRENCES

[1] Day (R.), Conférence de Genève 8/P/581, 1955.
[2] Kiehn (R.) et Goodman (C.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 177 et 1954, **95**, 989.
[3] Freeman (J.), The inelastic scattering of fast neutrons (*Progress in Nuclear Physics*, O. Frisch, éditeur, 1956, vol. 5).
[4] Van Loef (J.) et Lind (D.), *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 103 et Van Loef, Gamma rays from inelastic neutron scattering (*Thèse de doctorat*, Utrecht, 1955).
[5] Cranberg (L.) et Levin (J.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 343.
[6] Muelhause et al., *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 720.
[7] Hauser (W.) et Feshbach (H.), *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 366.

RÉSUMÉS DES ARTICLES

Les piles atomiques en France, par J. Yvon, Directeur du Département des Études de Piles au Commissariat à l'Énergie Atomique (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 545). — Le dernier tableau général des piles atomiques françaises date de la Conférence Internationale de Genève « l'utilisation de l'énergie atomique à des fins pacifiques ».

On décrit ic ice qui s'est fait depuis, ce qui va se faire et ce qui est arrivé aux engins en service. C'est un peu un catalogue qui est ainsi présenté. On espère toutefois donner une idée, en insistant chaque fois sur les faits marquants, de la manière dont le programme français, qui est finalement un programme énergétique, se développe et où sont en matière de piles, les difficultés qui ne permettent pas du jour au lendemain de transformer de beaux principes en réalisation fécondes.

Résolution de l'équation de Schrödinger des atomes à deux électrons III. Suite de la méthode. États S symétriques, par G. Munschy, Institut de Physique de la Faculté des Sciences de Strasbourg (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 552). — Le problème aux valeurs propres posé par l'équation de Schrödinger des atomes à deux électrons est ramené à la résolution d'un système linéaire et homogène à une infinité d'inconnues, qui servent à développer la solution selon les termes d'une suite complète de fonctions orthogonales. Les éléments de la matrice symétrique associée au système linéaire sont ensuite calculés. Les valeurs propres de l'énergie sont les carrés, changés de signe, des racines de son déterminant. La convergence du procédé se vérifie numériquement.

II. **Étude de l'influence du terme de Fierz sur la forme du spectre β^- de ^{90}Y**, par Mlle T. Yuasa et Mme J. Laberrigue-Frolow, Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France et L. Feuvrais, Laboratoire de Synthèse Atomique, Ivry (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 559). — L'étude précise de la forme du spectre β^- de ^{90}Y permet d'évaluer la participation éventuelle de l'interaction A à moins de 3 % de celle de T dans cette transition : $\varphi < + 0{,}03$.

Extension de la théorie fonctionnelle des corpuscules au nucléon et au photon, par Florence Aeschlimann, Institut Henri-Poincaré, Paris (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 562). — Extension de la théorie fonctionnelle des corpuscules, selon la méthode exposée dans un mémoire précédent : 1° au cas d'un corpuscule possédant un spin isotopique (en particulier nucléon) ; 2° au cas d'un corpuscule doué de « chiralité » ; 3° au cas d'un corpuscule obtenu par la méthode de fusion (en particulier photon). Différentes formes des équations du photon de M. Louis de Broglie. Examen des relations imposées aux termes non linéaires.

Rayons des noyaux « miroirs », par Georges Mouchitzky, Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 567). — Nous avons calculé les rayons des noyaux « miroirs » d'après la différence d'énergies coulombiennes expérimentale pour chaque paire, en utilisant le modèle en couches, comme l'on fait Jancovici, Carlson de Talmi. On a pris comme potentiel moyen celui de l'oscillateur harmonique, et utilisé la méthode de Slater pour le calcul de la perturbation coulombienne des paires « miroirs » $A = 3$ à $A = 17$.

On a obtenu ainsi le rapport du rayon « coulombien » au rayon « mésonique » défini par Jancovici, ainsi que la valeur r_0 du rayon nucléaire élémentaire.

Résistances et capacité internes d'une photopile au sélénium aux basses températures, par G. Blet, Chef du Laboratoire de Photométrie du C. R. S. I. M. (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 572). — L'étude, aux basses températures, des variations de la capacité d'une photopile a mis en évidence des phénomènes très semblables à ceux observés pour les variations de résistance. Les résultats de resensibilisation par le proche infra-rouge sont également analogues. Il semble que ces deux grandeurs R et C soient liées intimement entre elles et dépendent directement de la concentration en électrons libres sur un niveau que nous avons pu déterminer.

ABSTRACTS OF THE PAPERS

Extension of the functional theory of particles to the nucleon and photon, by Florence AESCHLIMANN, Institut Henri-Poincaré, Paris (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 562). — Generalization of the functional theory of particles according to the method proposed in a previous paper : (1) to the case of a particle having an isotopic spin (in particular the nucleon) ; (2) to the case of a particle with " chirality " ; 3° to the case of a particle obtained by the method of fusion (in particular the photon). Various forms of Louis de Broglie photon équations. Study of the relations assigned to the non linear terms.

Radii of " mirror " nuclei, by Georges MOUCHITZKY, Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 567). — Using the shell model, values of nuclear radius for mirror pairs have been calculated from the experimental values of Coulomb energy differences, as was made previously by Jancovici, Carlson and Talmi. The harmonic oscillator well has been taken for the over-all potential, and Slater's method was used for calculating the energy perturbation due to Coulomb forces, from $A = 3$ to $A = 17$,

The ratio of Coulomb to mesonic radius, as defined by Jancovici, and the value r_0 of the elementary nuclear radius were obtained in this way.

Internal resistances and capacity of a selemium photocell at low temperatures, by G. BLET, Chef du Laboratoire de Photométrie du C. R. S. I. M. (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 572). — The variations of capacity of a photocell at low temperatures display phenomena similar to those observed for variations of resistance.

Resensitization by means of near infra-red also gives similar results. These two quantities R and C seem to be intimately associated and depend directly on the concentration of free electrons at a particular energy level which has been evaluated.

Nuclear reactors in France, by J. YVON, Directeur du Département des Études de Piles au Commissariat à l'Énergie Atomique (*J. Physique, Rad.* 1957, **18**, 545). — The last general survey of the French nuclear reactors was given during the International Conference on " Pacific uses of atomic energy " (Geneva, 1955).

In this paper a description is given of what has been done since this date, and what happened to the réactors in use. Thus it is in a way a kind of catalogue which is presented. The author hopes nevertheless to give an idea, by pointing out the conspicuous facts, how the French plan, which is basically a plan for energy production, is being developed and where lie, in the field of atomic piles, the difficulties that do not allow overnigt transformations of fine principles into fruitful realisations.

Resolution of the Schrödinger equation of two-electron atoms. III. Continuation of the method. Symmetrical S-states, by G. MUNSCHY, Institut de Physique de la Faculté des Sciences de Strasbourg (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 552). — In the Schrödinger equation of two-electron atoms, the problem of the eigenvalues has been reduced to the resolution of a linear and homogeneous system of an infinity of unknown quantities, which are used to expand the solution in terms of a complete set of orthogonal functions. The elements of the symmetrical matrix of the linear system have been calculated next. The eigenvalues of the energy are the squares, with negative sign, of the roots of the determinant. The convergence of this procedure has been checked numerically.

II. Study of the influence of the term of Fierz on the form of the β^- spectrum of ^{90}Y, by Mlle T. YUASA and Mme LABERRIGUE-FROLOW, Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France and L. FEUVRAIS, Laboratoire de Synthèse Atomique, Ivry (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 559). — The precise study of the form of the β^- spectrum of ^{90}Y permitted us to evaluate the eventual participation of the interaction A as less than 3 % of that of T in this disintegration : $\varphi < 0{,}03$.

Sur les niveaux excités du ^{161}Dy, par Michel Vergnes, Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 579). — Nous avons étudié les niveaux excités du ^{161}Dy atteints par désintégration β du ^{161}Tb. Trois photons de 25,5 — 49 et 74,5 KeV ont été mis en évidence. Les deux premiers forment une cascade, le troisième étant le « cross-over ». Deux niveaux sont ainsi définis à 25,5 et 74,5 keV. Nous avons mesuré les périodes de ces niveaux :

$$T\ 1/2\ (25{,}5) = 2{,}7 \pm 0{,}2.10^{-8}\ \text{sec}$$

et $T\ 1/2\ (74{,}5) = 2{,}3 \pm 0{,}7.10^{-9}$ sec. Les transitions de 25,5 et 74,5 keV ont été déterminées comme étant de nature E1 (+ M2). La transition de 25,5 keV est interdite, le facteur d'interdiction étant d'environ 10^4 par rapport à la formule de Weisskopf. Un schéma de niveaux est proposé.

Expériences préliminaires sur les radioactivités consécutives à l'explosion de fils contenant du deutérium, par M. Bonpas, A. Ertaud, J. P. Legrand et R. Meunier, Service de la Pile de Châtillon, C. E. A. (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 585). — Au cours d'expériences préliminaires faites en 1952-1953 et destinées à étudier les moyens de production de hautes températures, nous avons fait exploser des fils fins par des décharges électriques.

Une émission de neutrons pendant l'explosion a été mesurée par activation du manganèse.

Consécutivement à la décharge, une radioactivité au voisinage des électrodes supportant le fil a été mise en évidence et décomposée en deux périodes, l'une de 38 ± 1 min, l'autre de 5 ± 1 min que nous pensons pouvoir attribuer respectivement à ^{63}Zn et à ^{66}Cu produits à partir du laiton des électrodes.

S'il semble expérimentalement acquis que des réactions nucléaires se soient produites, leur interprétation est cependant assez incertaine.

Luminescence de l'azote solide (4,2 °K) contenant des atomes ou radicaux libres. Effet de la dilution par l'argon, par Herbert P. Broida et Maurice Peyron, National Bureau of Standards, Washington, D. C. (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 593). — Les produits formés par la décharge électrique dans l'azote pur ou dilué par l'argon, sont rapidement gelés sur une surface de verre maintenue à la température de l'hélium liquide. Les caractéristiques de la luminescence émise par le solide obtenu sont rappelées. Elles montrent que des atomes d'azote dans un état excité métastable sont emprisonnés dans le solide et capables d'émettre un spectre très différent de celui du gaz. Certains spectres moléculaires sont probablement formés par suite de la recombinaison de deux atomes d'azote. La modification du réseau solide introduite par l'argon a une influence importante sur les spectres, en particulier sur la longueur d'onde de certaines raies atomiques.

Étude des niveaux de l'hélium par spectroscopie optique à très basse température, par MM. J. Brochard, R. Chabbal, H. Chantrel et P. Jacquinot, Laboratoire Aimé-Cotton, Bellevue (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 596). — Cette étude fait suite à un travail publié en 1952. Elle précise la détermination de la structure fine des niveaux $2\ ^3P$, $3\ ^3P$ et $3\ ^3D$ de He_4 I et s'étend au niveau $4\ ^3D$. Elle a été faite au moyen d'un étalon de Perot-Fabry à balayage par pression et enregistrement photoélectrique direct. La précision a été améliorée par l'emploi d'une cathode creuse refroidie à l'hélium liquide généralement pompé au-dessous du point λ (∼ 1,8 °K).

De bons enregistrements ont été obtenus avec des courants de décharge très faibles compris entre 10 et 100 μA correspondant à des puissances de l'ordre de 2 à 20.10^{-3} watt, malgré un pouvoir de résolution instrumental élevé de l'ordre de 2.10^6. Les températures de décharge déduites de la largeur des raies sont comprises entre 4 °K et 11 °K.

Les résultats sont les suivants :

Niveau $2\ ^3P$:

$2\ ^3P_0 - 2\ ^3P_1$:	988,0 ± 0,4 mK
$2\ ^3P_1 - 2\ ^3P_2$:	76,8 ± 0,2 mK
$2\ ^3P_0 - 2\ ^3P_2$:	1 064,8 ± 0,4 mK

Niveau $3\ ^3P$:

$3\ ^3P_0 - 3\ ^3P_1$:	270,3 ± 1,5 mK
$3\ ^3P_1 - 3\ ^3P_2$:	22 ± 1 mK
$3\ ^3P_0 - 3\ ^3P_2$:	292,3 ± 0,7 mK
$3\ ^3P_0$ — c. g. $3\ ^3P_{1.2}$:	284,0 ± 0,5 mK

Niveau $3\ ^3D$:

$3\ ^3D_1 - 3\ ^3D_2$:	45,3 ± 1 mK
$3\ ^3D_2 - 3\ ^3D_3$:	3,0 ± 0,8 mK
$3\ ^3D_1 - 3\ ^3D_3$:	48,3 ± 1 mK

Niveau $4\ ^3D$:

$4\ ^3D_1 - 4\ ^3D_2$:	18,7 ± 1 mK
$4\ ^3D_2 - 4\ ^3D_3$:	1,8 ± 1 mK
$4\ ^3D_1 - 4\ ^3D_3$:	20,5 ± 1 mK

Research on the levels of He by optical spectroscopy at low temperature, by J. BROCHARD, R. CHABBAL, H. CHANTREL et P. JACQUINOT, Laboratoire Aimé-Cotton, Bellevue (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 596). — The accuracy of the determination of the fine structure of ^{4}He (levels : 2 ^3P, 3 ^3P, 3 ^3D) given in a previous work, has been increased and measurements extended to 4 *D*, using a Fabry-Perot spectrometer scanned by pressure.

The accuracy has been increased by using a hollow cathode cooled by liquid helium below the λ-point.

Records have been obtained with currents as low as 10 to 100 μA (power : 2 to 20 mW), while the resolving power of the instrument was about 2 × 10^6.

The temperature of the discharge derived from the Doppler width of the components was 4 to 11 °K.

The results found are as follows :

Level 2 ^3P :

$2\,^3P_0 - 2\,^3P_1$: 988.0 ± 0,4 mK
$2\,^3P_1 - 2\,^3P_2$: 76.8 ± 0,2 mK
$2\,^3P_0 - 2\,^3P_2$: 1 064.8 ± 0,4 m*K*

Level 3 ^3P :

$3\,^3P_0 - 3\,^3P_1$: 270.3 ± 1,5 mK
$3\,^3P_1 - 3\,^3P_2$: 22 ± 1 mK
$3\,^3P_0 - 3\,^3P_2$: 292.3 ± 0,7 mK
$3\,^3P_0$ — c. g. $^3P_{1,2}$: 284.0 ± 0,5 mK

Level 3 ^3D :

$3\,^3D_1 - 3\,^3D_2$: 45.3 ± 1 mK
$3\,^3D_2 - 3\,^3D_3$: 3.0 ± 0,8 mK
$3\,^3D_1 - 3\,^3D_3$: 48.3 ± 1 mK

Level 4 ^3D :

$4\,^3D_1 - 4\,^3D_2$: 18.7 ± 1 mK
$4\,^3D_2 - 4\,^3D_3$: 1.8 ± 1 mK
$4\,^3D_1 - 4\,^3D_3$: 20.5 ± 1 mK

Excited levels of ^{161}Dy, by Michel VERGNES, Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 579). — The excited levels of ^{161}Dy following the β desintegration of ^{161}Tb have been studied. We have found three photons of 25.5 — 49 and 74.5 keV, the latter beeing the cross over of the cascade formed by the first two : 49 keV, 25.5 keV. Two excited levels at 25.5 keV and 74.5 keV are so defined. The periods of these two levels have been measured :

$$T\,1/2\ (25.5) = 2{,}7\ \pm 0.2 \times 10^{-8}\ \text{sec},$$

and $T\,1/2\ (74.5) = 2.3 \pm 0{,}7 \times 10^{-9}$ sec. The two photons of 25.5 and 74.5 have been found to be E1 (+ M2). The gamma transition of 25.5 keV is forbidden by a factor of about 10^4 compared to the single-proton estimate of Weisskopf. We give a level scheme.

Preliminary experiments on radioactivities consequent to the explosion of wires containing deuterium, by M. BONPAS, A. ERTAUD, J. P. LEGRAND and R. MEUNIER, Service de la Pile de Châtillon, C. E. A. (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 585). — In preliminary experiments made in 1952-1953, studying high temperature production processes, thin wires were exploded by means of electrical discharges.

The neutron emission produced during the explosion was measured by manganese activation.

Following the discharge, in the vicinity of the electrodes supporting the wire, a radioactivity was found wich decomposed in two periods : 38 ± 1 min, and 5 ± 1 min. These two periods can be assigned respectively to ^{63}Zn and ^{66}Cu produced from the brass of the electrodes.

If it seems experimentally well established that nuclear reactions have been produced, their interpretation is however rather uncertain.

Luminescence of solid nitrogen condensed from discharge at low temperature (4,2 °K). Effect of the dilution with argon, by Herbert P. BROIDA and Maurice PEYRON, National Bureau of Standards, Washington, D. C. (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 593). — The products obtained from a microwave discharge in pure or argon diluted nitrogen are rapidly frozen on a glass surface kept at liquid helium temperature. The spectroscopical features are recalled. They show some evidence that metastable atoms are trapped in the solid and able to radiate. Some molecular spectra are probably formed as a consequence of a recombination in the solid. The dilution by argon affecfs the solid lattice and, consequently, the spectrum becomes quite different. In particular, new band systems appear and some lines are shifted with important modification in their structure.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. — Dépôt légal : 3e trim. 1957. — Imp. TAFFIN-LEFORT, à Lille (France).